Oberflächenwellengespeiste aktive Strahleranordnungen in planarer Technik mit Phasensteuerung

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

JÜRGEN KRUG

Kassel

Bochum 1983

UNIV.
LIBRARY
CAL.

Oberflächenwellengespeiste aktive Strahleranordnungen in planarer Technik mit Phasensteuerung

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

JÜRGEN KRUG

Kassel

Bochum 1983

Dissertation eingereicht am: 27.5.1983
Tag der mündlichen Prüfung: 20.7.1983
Referent: Prof. Dr.-Ing. P. Edenhofer
Korreferent: Prof. Dr. phil. S. Blume

Inhaltsverzeichnis Seite

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen 0-1

1. Einleitung 1-1

2. Existenzbereich und Ausbreitung magnetostatischer Wellen 2-1

2.1 Grundlagen 2-1

2.2 Magnetostatische Oberflächenwellen 2-4

2.2.1 Dispersionsbeziehung 2-4

2.2.2 Existenzbereich 2-9

2.2.3 Dispersionskurven 2-11

2.2.4 Berücksichtigung der Verluste 2-12

2.2.5 Feldverteilung 2-15

2.2.6 Sättigungserscheinungen 2-19

2.3 Herstellung und Beeinflussung der Materialparameter von YIG-Filmen 2-20

2.3.1 Herstellung von epitaktischen YIG-Filmen und YIG-Dünnschliffen 2-21

2.3.2 Reduzierung der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung 2-22

2.3.3 Beeinflussung der Größe der Sättigungsmagnetisierung 2-23

2.3.4 Beeinflussung der Linienbreite 2-24

2.4 Experimentelle Untersuchungen zu Kap. 2 2-25

3. Oberflächenwellengespeiste Strahleranordnungen 3-1

3.1 Grundlagen 3-1

3.2 Verkopplung Streifenleitung - magnetostatische Oberflächenwelle 3-2

3.2.1 Leitungsersatzschaltbild 3-2

3.2.2 S-Parameter Ersatzschaltbild 3-8

3.3 Planare $\lambda/2$-Resonatoren als Strahlerelemente 3-11

3.3.1 Strahlungscharakteristik, Gewinn 3-11

3.3.2 Eingangsimpedanz, Bandbreite 3-15

3.4 Oberflächenwellengespeiste planare Arrays 3-21

3.4.1 S-Parameter Ersatzschaltbild 3-21

3.4.2 Strahlungsdiagramme 3-24

3.4.3 Gewinnoptimierung 3-26

3.4.4 Diagrammoptimierung 3-28

3.4.5 Schwenken der Antennenkeule 3-31

Seite

3.4.6 Einfluß von Belegungsfehlern 3-34
3.4.7 Strahlungskopplung 3-37

3.5 Alternative planare Strahlerelemente 3-40

3.6 Experimentelle Untersuchungen zu Kap. 3 3-43
3.6.1 Koppelstellen 3-43
3.6.2 Einzelstrahler 3-45
3.6.3 Arrays 3-51
3.6.4 Absorber für magnetostatische Oberflächenwellen 3-55

4. Verstärkung magnetostatischer Oberflächenwellen 4-1

4.1 Grundlagen - physikalische Wirkungsweise 4-1

4.2 Berechnung der Verstärkung 4-3
4.2.1 Energiebetrachtungen - Herleitung der Dispersionsgleichung 4-3
4.2.2 Numerische Lösung der Dispersionsgleichung 4-11
4.2.3 Analogiebetrachtung Verstärkung-Dämpfung 4-12
4.2.4 Stabilität der Verstärkung 4-14

4.3 Einfluß von Geometrie und Materialparametern auf die Verstärkung 4-14
4.3.1 Geometrie der Schichtanordnung 4-15
4.3.2 Wechselwirkung zwischen Dotierung und Beweglichkeit bei GaAs 4-20
4.3.3 Temperaturabhängigkeit der Verstärkung 4-22
4.3.4 Alternative Halbleitermaterialien 4-25

4.4 Realisierung eines magnetostatischen Verstärkerelements für eine planare Strahlergruppe 4-26
4.4.1 Anforderungen an einen magnetostatischen Verstärker 4-26
4.4.2 Übersicht zu bisherigen experimentellen Untersuchungen 4-27
4.4.3 Aufbau eines magnetostatischen Verstärkers 4-28
4.4.4 Verlustleistung, Versorgungsspannung 4-32

4.5 Impulsgenerator zur Stromversorgung 4-33

4.6 Aktive planare Strahleranordnungen 4-35

4.7 Experimentelle Untersuchungen zu Kap. 4 4-37

Seite

5. Elektrostatische Oberflächenwellen 5-1

5.1 Grundlagen 5-1

5.2 Verkopplungsprobleme 5-3

5.3 Ausbreitung elektrostatischer Oberflächenwellen 5-7

5.4 Verstärkung elektrostatischer Oberflächenwellen 5-11

5.5 Ausbreitungsprobleme 5-15

5.6 Oberflächenwellengespeiste planare Strahleranordnungen 5-17

5.7 Vergleich mit magnetostatischen Oberflächenwellen 5-19

6. Zusammenfassung 6-1

7. Literaturverzeichnis 7-1

Verzeichnis der häufig verwendeten Formelzeichen

a_ν, b_ν	hinlaufende bzw. rücklaufende Wellengröße
b	Breite des Streifenleitungswandlers
B	Bandbreite
B, B_o, $B_\sim$	magnetische Flußdichte, Gleichanteil, Wechselanteil
c_{kl}	Element des Elastizitätstensors $\overleftrightarrow{c}$
d	Abstand zwischen den Einzelstrahlern eines Arrays
D	elektrische Flußdichte
D_e	Diffusionskonstante
e_{jk}	Element des Piezoelektrizitätstensors $\overleftrightarrow{e}$
E, E_o, $E_\sim$	elektrische Feldstärke, Gleichanteil, Wechselanteil
E_ν	Amplituden der Einzelstrahler eines Arrays
f	Frequenz
g	Vorzeichenfaktor; $g = \pm 1$
G, g	Gewinn einer Antenne, bzw. in dB
h	Dicke des Halbleiterfilms oder Aperturhöhe
H	magnetische Feldstärke
H_o, H_i	äußere bzw. innere statische magnetische Feldstärke
I_o, I_M	elektrischer bzw. magnetischer Strom
j	Flächenstromdichte
J, J_o, $J_\sim$	Stromdichte, Gleichanteil, Wechselanteil
$k = k_r + jk_i$	Wellenzahl, allgemein
K_p^2	piezoelektrische Kopplungskonstante
l	Länge einer Antenne oder Abstand zwischen den Anzapfungen
l_s	Leitungslänge zwischen Strahlerelement und Wandler
l_w	Wechselwirkungslänge
m_{eff}	effektive Masse eines Elektrons
M	magnetische Flächenstromdichte
M_s	Sättigungsmagnetisierung

n	Anzahl der Strahler eines Arrays
$\vec{n}$	Flächennormale
n_o	homogene Elektronendichte
N	Nebenzipfeldämpfung
N_D	Störstellenkonzentration
P, P_{ab}, P_v	Leistung bzw. abgestrahlte Leistung bzw. Verlustleistung
P_q	Leistungsdichte
q	Elementarladung
$\vec{r}$	Ortsvektor
r_A, r_S	Reflexionsfaktor eines Strahlerelements bzw. Wandlers
s	Schichtdicke des Ferritfilms oder Stehwellenverhältnis
S	Strahlungscharakteristik oder mechanische Dehnung
S_{ij}	Streuparameter
t	Abstand zwischen Ferritfilm und Metallisierung bzw. Streifenleitung oder Halbleiterfilm
T	absolute Temperatur oder mechanische Spannung
T_ε	Relaxationszeit
u	mechanische Auslenkung
v, v_o, $v_\sim$	Geschwindigkeit, Gleichanteil, Wechselanteil
v_{gr}, v_{ph}	Gruppengeschwindigkeit bzw. Phasengeschwindigkeit
v_s	Schallgeschwindigkeit
w	Aperturweite
w_H	Breite des Halbleiterfilms
W_C, W_D	Leitungsband- bzw. Donatorniveau
$Y_A = G_A + jB_A$	Strahlungsadmittanz
z_o	Breite des Ferritfilms
Z_o	Wellenwiderstand des freien Raums
$Z_A = R_A + jX_A$	Strahlungsimpedanz
Z_L	Wellenwiderstand einer Streifenleitung
$Z_R = R_R + jX_R$	Äquivalenter Ersatzwiderstand eines Streifenleitungswandlers

$Z_s = R_s + jX_s$	Eingangsimpedanz einer YIG-belasteten Streifenleitung
Z_{YIG}	Wellenwiderstand einer YIG-belasteten Streifenleitung
Z_{ij}	Koppelimpedanz
α	Querdämpfungskonstante einer Oberflächenwelle oder Dämpfungskonstante einer YIG-belasteten Streifenleitung
α_o	Dämpfungskonstante einer magnetostatischen Oberflächenwelle
α_D	Dämpfungsfaktor bei der gyromagnetischen Resonanz
β, β_o, β_ε	Phasenkonstante einer YIG-belasteten Streifenleitung bzw. magnetostatischen Oberflächenwelle bzw. Streifenleitung
γ	gyromagnetisches Verhältnis
δ	Eindringtiefe
$\delta(i)$	Störterm
ΔH	Linienbreite
$\Delta\vartheta$	Halbwertsbreite
ε_o	Dielektrizitätskonstante
ε_r, ε_{ij}	relative Dielektrizitätszahl bzw. Element des Dielektrizitätstensors $\overleftrightarrow{\varepsilon}_r$
$\varepsilon_{r_{eff}}$	effektive Dielektrizitätszahl einer Streifenleitung
$\kappa = \kappa' + j\kappa''$	Element des Permeabilitätstensors $\overleftrightarrow{\mu}_r$
λ, λ_o, λ_ε	Wellenlänge bzw. Freiraumwellenlänge bzw. Wellenlänge auf der Streifenleitung
μ_o	Permeabilitätskonstante
μ_r	relative Permeabilitätszahl
μ_e	Beweglichkeit der Elektronen
ρ, ρ_o, $\rho_\sim$	Ladungsträgerdichte, Gleichanteil, Wechselanteil
ρ_m	Massendichte
σ	Elektrische Leitfähigkeit
τ	Stoßzeit
φ	Phasenwinkel
φ_{Kr}, φ_L	elektrisches Skalarpotential im Kristall bzw. in Luft

UNIV. LEIPZIG BIBL.

$\chi = \chi' + j\chi''$	Element des Permeabilitätstensors $\overleftrightarrow{\mu}_r$
ψ	magnetisches Skalarpotential oder Phasendifferenz zwischen den Einzelstrahlern eines Arrays
ω, ω_o	Kreisfrequenz bzw. Resonanzfrequenz
ω_ε	Relaxationsfrequenz
Ω, Ω_o	normierte Frequenz bzw. magn. Feldstärke

Weitere Symbole

$\vec{A}$	Vektor
$\overleftrightarrow{A}$	Tensor
$\lvert\vec{A}\rvert$	Betrag des Vektors
(A)	Matrix
$(A)^{-1}$	Inverse der Matrix
$(A)^{T}$	Transponierte der Matrix

1. Einleitung

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist die theoretische und experimentelle Untersuchung von oberflächenwellengespeisten, planaren, aktiven Strahleranordnungen. Dabei finden magnetostatische und elektrostatische Oberflächenwellen Verwendung, da deren langsame Ausbreitungsgeschwindigkeit ($v_{ph} \ll c$) einen hohen Miniaturisierungsgrad ergibt und in Verbindung mit Halbleiterschichten eine aktive Wechselwirkung möglich ist. Neuartig ist die Grundkonzeption als 'signalverarbeitende Antenne', d.h. die Integration der Einzelstrahler, der Anpassungsnetzwerke und der Anordnungen zur Einstellung der Phasen- und Amplitudenbelegung des Arrays in planarer Schichttechnologie auf einem Substrat. Dabei ermöglicht die kontinuierliche Speisung der Strahlerelemente durch die Oberflächenwelle eine reflexionsfreie Anpassung, unmittelbare Verstärkung in der Speisezone und im Falle magnetostatischer Wellen ein elektronisches Schwenken der Antennenkeule durch Variation eines äußeren statischen Magnetfeldes.

Motivation zu dieser Arbeit ist der Bedarf an kostengünstigen, platzsparenden und leistungsfähigen Bauelementen und Baugruppen in der Mikrowellentechnik. Durch die großen Fortschritte in der planaren Technologie auf dielektrischen und halbleitenden Substraten hinsichtlich Auflösung und Herstellungstoleranzen (z.B. Elektronenstrahllithographie) sind die technischen Voraussetzungen zur Realisierung dieser Arbeit weitgehend erfüllt.

Planare Schichtanordnungen lassen sich in der Mikrowellentechnik in Verbindung mit Oberflächenwellenleitern besonders wirkungsvoll einsetzen, denn der schichtartige Aufbau ist einfach reproduzierbar und die Wechselwirkung zwischen den Schichten erfolgt durch die Oberflächenwellen. Diese lassen sich durch einfache Strukturen anregen, weiterleiten und verarbeiten, wodurch sämtliche Leitungen, Strahlerelemente, Anpassungsnetzwerke und Wandler in wenigen Arbeitsgängen z.B. mit Hilfe fotolithographischer Verfahren in einfacher und kostengünstiger Weise hergestellt werden können. Durch aktive Wechselwirkung mit Halbleiterschichten längs des Ausbreitungsweges (Halbleiteranalogon zur Wanderfeldröhre) können Verstärkung erzielt und somit auch z.B. Wandler- und Ausbreitungsverluste kompensiert werden.

Elektrostatische Oberflächenwellen [1] breiten sich in Verbindung mit akustischen Wellen auf der Oberfläche von piezoelektrischen Kristallen aus. Sie sind nichtdispersiv, die Phasengeschwindigkeit und damit der Miniaturisierungsgrad liegen um ca. 5 Zehnerpotenzen unter den Werten, die bei Lichtgeschwindigkeit zu erreichen sind. Ein- und Auskopplung dieser Wellen erfolgen mit Interdigitalwandlern, eine Verstärkung ist sowohl mit einer Schichtstruktur piezoelektrischer Kristall-Halbleiterfilm als auch unmittelbar mit halbleitenden piezoelektrischen Kristallen möglich [2, 3].

Magnetostatische Oberflächenwellen [4] sind vom TE-Typ und breiten sich auf dünnen, verlustarmen, vormagnetisierten Ferritfilmen aus. Sie sind wegen ihres kleinen Existenzbereiches stark dispersiv, die Phasengeschwindigkeit läßt sich über ein äußeres statisches Magnetfeld leicht einstellen und liegt 1 - 4 Zehnerpotenzen unterhalb der Lichtgeschwindigkeit. Als Ferritfilm eignen sich gegenwärtig nur die durch Epitaxie oder als Dünnschliff ($s \lesssim 30$ µm) herstellbaren YIG-Einkristalle, da deren geringe Linienbreite (typisch $\Delta H \approx 1$ Oe) eine verlustarme Wellenausbreitung zuläßt. Anregung und Auskopplung magnetostatischer Oberflächenwellen erfolgen gewöhnlich durch Streifenleitungswandler. Die Realisierung eines magnetostatischen Verstärkers ist derzeit wegen der großen Linienbreite und geringen Elektronenbeweglichkeit in halbleitenden Magnetika nur mit einer Schichtanordnung YIG-Halbleiter möglich.

Elektrostatische und magnetostatische Volumenwellen wären prinzipiell ebenfalls anwendbar, doch ist auf Grund der Energiekonzentration einer Volumenwelle im Innern des Kristalls ihre Anregung schwieriger und die Wechselwirkung mit Halbleiterfilmen und damit auch die erreichbare Verstärkung geringer. Zusätzlich erschwert Multimode-Ausbreitung den Einsatz von Volumenwellen.

In der Literatur wurden diese langsamen Oberflächenwellen bisher vor allem in Verbindung mit Verzögerungsleitungen, Filtern, Kopplern und auch Halbleitern zur Anwendung als Verstärker untersucht [3, 5, 6, 7, 8, 9]. ZF-Filter und Verzögerungsleitungen auf der Basis elektrostatischer Oberflächenwellen haben bereits seit einigen Jahren kommerzielle Bedeutung erlangt, Bauelemente die magnetostatische Oberflächenwellen benutzen sind zur Zeit noch nicht im Handel.

Bisherige Arbeiten mit elektrostatischen Oberflächenwellen beschränkten sich auf Frequenzen bis maximal 1 GHz. Gründe dafür sind die bereits bei einigen hundert MHz stark anwachsenden Dämpfungsverluste und technologische Probleme bei der Herstellung der Wandler, da die übliche Fotolithographietechnik nur Auflösungen bis 1 µm zuläßt und die um etwa den Faktor 10 leistungsfähigere Elektronenstrahllithographie aus Kostengründen noch keine Verbreitung gefunden hat. Auch hinsichtlich der Wechselwirkung mit Halbleitern scheint eine sinnvolle obere Frequenzgrenze bei etwa 1 GHz zu liegen, so daß die vorzugsweise im Frequenzgebiet von 1 - 10 GHz einzusetzenden magnetostatischen Oberflächenwellen keine unmittelbare Konkurrenz sind sondern vielmehr eine frequenzmäßige Ergänzung darstellen. Diese bessere Zugänglichkeit zum Mikrowellengebiet und damit auch zur Aufgabenstellung dieser Arbeit ist der Grund dafür, daß der Schwerpunkt der Untersuchungen bei Strahleranordnungen liegt, die mit magnetostatischen Oberflächenwellen gespeist werden. Hinzu kommt der Vorteil der elektronischen Schwenkung der Strahlungskeule eines Arrays (z.B. zur Zielverfolgung) durch Änderung der Phasenbelegung, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit magnetostatischer Oberflächenwellen über ein äußeres statisches Magnetfeld eingestellt werden kann.

Aufbauend auf der klassischen Arbeit von Damon und Eshbach [4] folgt im nachfolgenden Kap. 2 eine Zusammenstellung grundsätzlicher Eigenschaften magnetostatischer Oberflächenwellen wie Existenzbereich, Dispersion, Ausbreitungsverluste und Sättigungserscheinungen. Alle Berechnungen erfolgen wie in der Literatur üblich im Rahmen der quasistatischen Näherung, dabei werden die Dispersionsgleichungen in einheitlicher Form so angegeben, daß Einflüsse durch z.B. das Substrat oder die Linienbreite des YIG-Films als Störterm in der Grundgleichung nach [4] auftreten. Diese Vereinheitlichung der Schreibweise ist nicht nur übersichtlich, sondern vermittelt u.U. auch zusätzlichen vertieften Einblick in physikalische Zusammenhänge. So konnte z.B. später in Kap. 4 die Wechselwirkung mit Halbleitern als Entdämpfung bei der an sich verlustbehafteten gyromagnetischen Resonanz interpretiert werden. Besondere Beachtung finden die bisher in der Literatur vernachlässigten aber für praktische Realisierungen wichtigen Einflüsse von Temperatur und Linienbreite auf Existenzbereich und Dispersionsverhalten, sowie das Auftreten von Sättigungserscheinungen durch Anregung von Spinwellen.

Durchgeführte Experimente z.B. zu Existenzbereich und Sättigungseinfluß bestätigen die theoretischen Untersuchungen. Zur Bestimmung der Linienbreite von Ferritfilmen wird ein neues indirektes Meßverfahren angegeben, das auf der Messung der Ausbreitungsdämpfung einer magnetostatischen Oberflächenwelle beruht.

Ein kurzer Abriß über Herstellung von YIG-Filmen und Beeinflussung der Materialparameter sowie Entwicklungstendenzen schließt dieses Kapitel ab.

In Kap. 3 werden oberflächenwellengespeiste Strahleranordnungen theoretisch und experimentell untersucht. Zur Berechnung der Verkopplung zwischen Oberflächenwelle und der die Einzelstrahler speisenden Streifenleitung (Streifenleitungswandler) wird die Arbeit von Ganguly und Webb [10] auf beliebige Lage der Streifenleitung zum YIG-Film verallgemeinert. Darauf aufbauend wird ein Leitungs- und erstmals auch im Hinblick auf die Speisung eines Arrays ein S-Parameterersatzschaltbild zur Beschreibung einer derartigen Koppelstelle angegeben. Der Übergang vom Einzelstrahler zum Array kann dann in einfacher Weise durch Kettenschaltung solcher S-Matrizen erfolgen. Als Strahlerelemente werden vorzugsweise planare Halbwellenresonatoren behandelt, da diese durch die Metallisierung des Substrates im wesentlichen nur in einen Halbraum abstrahlen. Eine vergleichende Gegenüberstellung anderer planarer Einzelstrahler wie z.B. Schlitzresonator (dual zum Streifenleitungsresonator), Schlitzleitungshorn oder planarer $\lambda/2$-Dipol schließt sich an, wobei wichtige Eigenschaften wie Bandbreite oder Eingangsimpedanz dieser Strahler wegen unvollständiger Literaturangaben experimentell ermittelt werden mußten.

Die Realisierung vorgegebener Amplitudenbelegungen eines Arrays durch geometrische Gestaltung der Koppelstellen wird an konkreten Beispielen ebenso untersucht wie ein elektronisches Schwenken der Strahlungskeule durch Änderung der Phasenbelegung. Ergänzend folgen Betrachtungen zur Möglichkeit der Diagramm- und Gewinnoptimierung sowie die Behandlung des Einflusses von Belegungsfehlern (z.B. verursacht durch Temperatur-, Frequenz-, Magnetfeldänderungen) auf das Strahlungsdiagramm. Im experimentellen Teil werden zunächst Koppelstellen eingehend untersucht, wobei die Meßergebnisse in guter Übereinstimmung mit theoretischen Ergebnissen sind.

Jeweils ein Array aus 5 Einzelstrahlern bestehend mit homogener Strombelegung für das S-Band sowie ein aus 4 Strahlern bestehendes C-Band Array mit sinusförmiger Strombelegung wurden realisiert. Der Zusammenhang zwischen Hauptstrahlungsrichtung und Vormagnetisierung des YIG-Films ist wie theoretisch vorhergesagt linear.

Schließlich wird erstmals ein Breitband-Absorber für magnetostatische Oberflächenwellen angegeben, der keine Filmbearbeitung erfordert, und die Aufgabe hat, unerwünschte Interferenzerscheinungen durch die endlichen Abmessungen des YIG-Films zu unterdrücken.

Kap. 4 behandelt die Verstärkung magnetostatischer Oberflächenwellen durch Wechselwirkung mit Halbleitern im Hinblick auf aktive Strahleranordnungen. Nachdem in der Literatur bisher nur relativ einfache Anordnungen wie Halbraumprobleme untersucht wurden (z.B. [9, 11]), erfolgen hier die Berechnung der Verstärkung und der experimentelle Nachweis an einer geschichteten Filmstruktur YIG-GaAs bei beliebigem Filmabstand. Der Verstärkungsmechanismus wird durch eine Kleinsignalnäherung beschrieben; die Lösung der transzendenten Dispersionsgleichung in impliziter Darstellung erfordert den Einsatz numerischer Verfahren, wobei hier ein modifiziertes Gradientenverfahren (Down-Hill Methode [12]) als Suchalgorithmus zur Bestimmung der komplexen Wellenzahl k herangezogen wurde.

Der Einfluß aller wesentlichen geometrischen Abmessungen und Materialparameter auf die Verstärkung wird untersucht; besondere Aufmerksamkeit wird dem bislang noch nicht bekannten Verhalten des Verstärkungseffektes bei sehr tiefen Temperaturen (z.B. 77 K, Stickstoff Siedetemperatur) gewidmet, da hier hohe Verstärkungen erwartet werden können.

Verstärkung konnte experimentell nachgewiesen werden; allerdings blieb das Ergebnis wie auch bei allen anderen in der Literatur bekanntgewordenen Experimenten deutlich hinter den theoretischen Vorhersagen zurück [9, 13, 14, 15, 16]. Dies ist offensichtlich auf die enorme thermische Belastung des Halbleiterfilms zurückzuführen, welche die Elektronenbeweglichkeit stark reduziert.

Abschließend werden in Kap. 5 die Ausbreitungs- und Verstärkungseigenschaften elektrostatischer Oberflächenwellen ebenfalls in

quasistatischer Näherung theoretisch behandelt. Die Lösung der Dispersionsgleichungen erfordert wiederum numerische Verfahren, die erzielten Ergebnisse stimmen mit den größtenteils bereits veröffentlichten Werten überein [1]. Darauf aufbauend wird ein Realisierungsvorschlag für ein oberflächenwellengespeistes aktives Array angegeben.

Ein Vergleich zwischen elektrostatischen und magnetostatischen Oberflächenwellen zeigt noch einmal die Analogien aber auch die unterschiedliche Natur beider Wellenerscheinungen auf, Möglichkeiten und Grenzen der aktiven Oberflächenwellenspeisung für planare Strahleranordnungen werden abschließend diskutiert.

Die für Oberflächenwellen typische hohe Energiekonzentration an der Grenzfläche ist verantwortlich für Sättigungs- bzw. Nichtlinearitätserscheinungen, so daß wegen der dadurch begrenzten Leistungsübertragung (Größenordnung mW) die beiden vorgeschlagenen Konzepte zur Oberflächenwellenspeisung planarer Strahleranordnungen vorzugsweise als Empfangsantennen oder Sensoren Anwendung finden können. Einige Beispiele dafür sind: flächenhaft verteilte Sensoren mit einstellbarem Strahlungsverhalten für Ortungs- und Navigationszwecke; Raumüberwachungsanlagen mit schwenkbarer Hauptkeule zur Zielverfolgung oder für Radaranwendungen; Meldegeber in der industriellen Fertigung etwa bei Maschinensteuerungen sowie die passive Messung kleiner Leistungen in Form von Eigenstrahlung biologischer Gewebe bei der Mikrowellendiagnose als ein Anwendungsbeispiel bei der Fernerkundung.

Der gegenwärtige technologische Entwicklungstand erlaubt die Herstellung der im Rahmen dieser Arbeit benötigten YIG- und GaAs-Filme in jeder gewünschten Dicke. Dies gilt auch für den erforderlichen Dotierungsbereich des Halbleiterfilms. Eine Auflösungsgrenze von 1 µm bei der zur Zeit üblichen Fotolithographietechnik zur Herstellung der Wandler und Metallisierungen stellt grundsätzlich kein Problem dar, da mit der Elektronenstrahllithographie eine etwa um den Faktor 10 höhere Auflösung erreicht werden kann, wobei die Entwicklungstendenz noch wesentlich bessere Werte erwarten läßt.

Noch nicht ganz zufriedenstellend ist die Qualität der YIG-Filme. Die besten in der Literatur bekanntgewordenen Werte für die Linien-

breite ΔH liegen zwar bei 0,2 Oe, doch handelt es sich dabei vermutlich um einmalige technologische 'Glückstreffer', da in der Regel und auch in dieser Arbeit von Halbwertsbreiten um 1 Oe berichtet wird.

Ein schwerwiegendes Problem ist hingegen die relativ niedrige Elektronenbeweglichkeit auch der besten zur Zeit bekannten Halbleiter (z.B. GaAs $\mu_e = 6500$ cm²/Vs), die zu hoher thermischer Verlustleistung führt und dadurch keinen CW-Betrieb des Verstärkers zuläßt. In diesem Punkt ist in unmittelbarer Zukunft keine Lösung in Sicht.

Von diesen Vorbehalten abgesehen steht eine brauchbare Alternative gegenüber dem heutigen Stand der Technik zur Verfügung, wo derartige Strahleranordnungen mit diskreten Bauelementen wie PIN-Dioden und Mikrowellentransistoren aufgebaut werden. Insbesondere ist eine Phasensteuerung mit PIN-Dioden vom Aufwand und Preis her völlig unbefriedigend, denn allein für einen einzelnen Strahler werden bei einer Phasenstufung von z.B. 22,5° bereits 16 PIN-Dioden [17] bei einem Stückpreis von bis zu 200,-- DM benötigt.

2. Existenzbereich und Ausbreitung magnetostatischer Wellen

2.1 Grundlagen

Magnetostatische Wellen breiten sich in Verbindung mit dünnen ($s/\lambda \ll 1$) und bis zur Sättigung vormagnetisierten Ferritfilmen aus. Eine Obergrenze für die Filmdicke s liegt bei etwa 100 µm, da andernfalls durch die mit der Filmdicke wachsende Phasengeschwindigkeit die genannten Vorzüge magnetostatischer Wellen nicht mehr voll zur Wirkung kommen. Fehlende Sättigung führt wegen der Absorptionsverluste durch die nicht einheitlich ausgerichteten Magnetisierungsbereiche ("Weißsche Bezirke", häufig auch als Domänen bezeichnet) zu stark gedämpfter Wellenausbreitung.

Die vorgesehene Anwendung magnetostatischer Wellen im Mikrowellengebiet verlangt dafür geeignete Ferritwerkstoffe. Ferrite sind Metalloxydverbindungen, wobei in dem natürlich vorkommenden Magnetit ($Fe^{++}O$, $Fe_2^{+++}O_3$) das zweiwertige Eisen durch ein anderes Metall ersetzt wird. Während die dreiwertige Eisenverbindung antiferromagnetisch ist und somit zur Magnetisierung keinen Beitrag leistet, ist die zweiwertige Metalloxydverbindung ferromagnetisch und bestimmt daher die magnetischen Eigenschaften. Grundsätzlich kann aber auch Fe_2^{+++} teilweise substituiert werden, so daß Ferrite in sehr komplexer Struktur mit bestimmten Eigenschaften hergestellt werden können (s. Kap. 2.3).

Eine Sonderform der Ferrite mit besonders guten Mikrowelleneigenschaften (geringe ohmsche und dielektrische Verluste, kleine Linienbreite, niedrige Sättigungsmagnetisierung) sind die Granate: $3M_2^{+++}O_3$, $5Fe_2^{+++}O_3$. M steht dabei für die Seltenen Metalle wie Yttrium, Gadolinium, Samarium etc. Unter diesen Granaten nimmt wiederum Yttrium-Eisen-Granat, entsprechend dem angelsächsischen Sprachgebrauch kurz als YIG bezeichnet, auf Grund seiner hervorragend kleinen Linienbreite ΔH eine Sonderstellung ein (typisch: ΔH einige Oe polykristallin, einige 0,1 Oe einkristallin). YIG ist der klassische Ferritwerkstoff in der Mikrowellentechnik geworden und findet in dieser Arbeit als einkristalliner epitaktischer Film oder als Dünnschliff eines kompakten Einkristalls Verwendung.

YIG hat eine kubische magnetische Anisotropie. Bei dünnen Filmen gelingt durch den Einbau geeigneter Seltener Erden ("Wachstumsanisotropie") und/oder Gitter-Fehlanpassung zwischen Substrat und YIG-Film ("Spannungsanisotropie") eine uniaxiale magnetische Anisotropie [18]. Unter diesen Voraussetzungen können auf Grund der guten optischen Transparenz von YIG die mäanderförmigen Domänen mit polarisiertem Licht im Durchlichtmikroskop durch den Faraday-Effekt sichtbar gemacht werden [19].

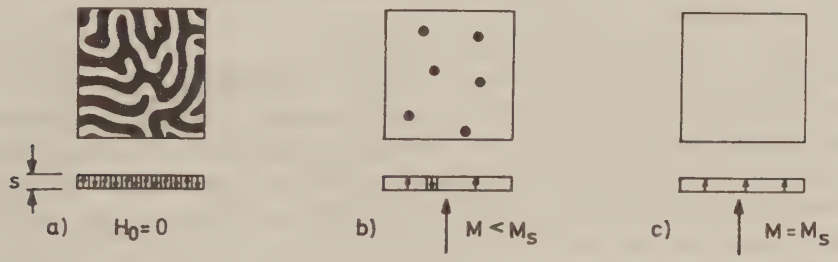


Bild 2.1 Domänenverteilung in einem dünnen YIG-Film

Bild 2.1a zeigt die Domänenstruktur ohne äußeres statisches Magnetfeld H_o. Die Domänen entstehen durch spontane Magnetisierung mit Abmessungen von einigen µm. Die Magnetisierungsvektoren heben sich durch ihre Antiparallelstellung nahezu auf, das verbleibende Restfeld ("Anisotropiefeld") ist vernachlässigbar klein. Durch ein wachsendes äußeres Feld, das aber noch nicht zur Sättigung führen darf, z.B. senkrecht zur Filmebene, werden die Domänen mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung immer kleiner und entarten zu klein n Zylinderdomänen ("Bubbles", s. Bild 2.1b). Dieser Zustand gestattet die Untersuchung der Blochwand- bzw. Magnetblasendynamik und findet zukünftig kommerzielle Anwendung in der Datentechnik als Informationsträger ("Bubble-Speicher"). Bei Vormagnetisierung bis zur Sättigung (Sättigungsmagnetisierung von YIG: $M_s \approx 1750$ G) verschwinden die Bubbles vollständig (s. Bild 2.1c). In diesem Zustand ist verlustarme Wellenausbreitung mit $H_\sim \ll H_o$ im Bereich der gyromagnetischen Resonanz möglich. Je nach Richtung des statischen äußeren Feldes $\vec{H}_o$ bezüglich der Flächennormalen $\vec{n}$ des Ferritfilms (z-Richtung) und des Wellenvektors $\vec{k}$ (y-Richtung) sind nur bestimmte magnetostatische Wellentypen ausbreitungsfähig [5]:

$\vec{H}_o \times \vec{n}$	parallel zu $\vec{k}$	: Oberflächenwelle	Bild 2.2a
$\vec{H}_o \times \vec{n}$	senkrecht zu $\vec{k}$	: Rückwärts-Volumenwelle	Bild 2.2b
$\vec{H}_o \times \vec{n} = 0$		: Vorwärts-Volumenwelle	Bild 2.2c

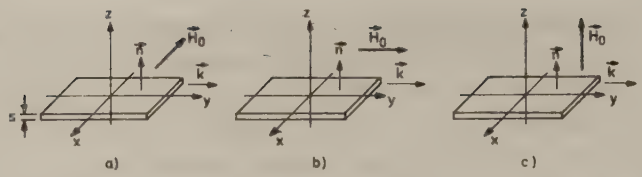


Bild 2.2 Richtung des äußeren statischen Magnetfeldes H_0 für die verschiedenen magnetostatischen Wellen: a) Oberflächenwelle b) Rückwärts-Volumenwelle c) Vorwärts-Volumenwelle

Dabei ist die in der Literatur übliche Unterscheidung zwischen Oberflächen- und Volumenwellen so zu verstehen, daß man bei einem exponentiellen Feldverlauf über den Filmquerschnitt von Oberflächenwellen spricht, während Volumenwellen durch eine sinusförmige z-Abhängigkeit gekennzeichnet sind. Außerhalb des Films fallen beide Wellentypen exponentiell ab. Aus dieser Definition folgt, daß der Energietransport durch die Oberflächenwelle im wesentlichen in den Grenzflächen des Ferritfilms erfolgt, während bei den Volumenwellen der gesamte Filmquerschnitt beteiligt ist. Diese bessere Zugänglichkeit der Oberflächenwelle zur Anregung, Detektierung und Verstärkung ist der Grund für ihre bevorzugte Untersuchung in der Literatur. Für die Oberflächenwelle spricht weiterhin die eindeutige Monomode-Ausbreitung unabhängig vom Verhältnis s/λ, während die Volumenwelle Multimode-Ausbreitung zeigt, wobei der Multimode-Charakter auch bei beliebigem Verhältnis s/λ erhalten bleibt (demgegenüber lassen sich TE- bzw. TM-Wellen auf permeablen bzw. dielektrischen Platten im Grundmode übertragen, wenn das Verhältnis s/λ, abhängig von μ_r bzw. ε_r, nur genügend klein ist).

Der in Bild 2.2 nichtdargestellte allgemeine Fall der beliebigen Orientierung des statischen Magnetfeldes $\vec{H}_0$ ist bislang in der Literatur nicht behandelt worden. Prinzipiell ließe sich $\vec{H}_0$ komponentenweise zerlegen, so daß im allgemeinen alle 3 magnetostatischen Wellentypen ausbreitungsfähig sind, doch wird auf Grund der Kopplung untereinander die Dispersionsrelation sehr kompliziert sein.

Alle magnetostatischen Wellentypen sind bei vorgegebenem Magnetfeld $\vec{H}_0$ nur in einem beschränkten Frequenzgebiet existenzfähig (Bandpaßcharakter). Wenn die Mittenfrequenz des Existenzbereiches durch $\vec{H}_0$ eingestellt ist, sind untere und obere Grenzfrequenz ebenfalls festgelegt und unabhängig von der Filmdicke s (s. Kap. 2.2.2).

Die langsame Phasengeschwindigkeit magnetostatischer Wellen erlaubt ihre mathematische Behandlung mit den Beziehungen der Magnetostatik (Vernachlässigung des Verschiebungsstroms), da die elektrische Feldkomponente nur sehr schwach ist. Diese Näherung ist bis auf die unmittelbare Umgebung der unteren Grenzfreuqenz ($V_{ph} \to \infty$) im gesamten Existenzbereich zulässig [20], jedoch bringen die quasistatischen Lösungsansätze nicht die gesamte Modenvielfalt hervor. So ergaben Untersuchungen mit den vollständigen Maxwellschen Gleichungen, daß die Vorwärts-Volumenwelle eigentlich nur als hybrider TE-TM Wellentyp existieren kann [21], während bei der Oberflächenwelle zusätzlich ein schneller Mode mit, abhängig von der Filmdicke s, nahezu Lichtgeschwindigkeit ausbreitungsfähig ist [22]. Dieser schnelle Mode stört aber in der Praxis nicht, da die Maximalabmessungen der Ferritfilme (ca. 20 mm) kleiner sind als die Wellenlänge dieses Modes und somit eine Ausbreitung nicht möglich ist.

2.2 Magnetostatische Oberflächenwellen

2.2.1 Dispersionsbeziehung

Betrachtet wird die Anordnung nach Bild 2.3. Raum I ist ein einseitig metallisiertes Dielektrikum, vorzugsweise verlustarm mit mit großer Dielektrizitätszahl ($\varepsilon_r \approx 10$) wie Al_2O_3-Keramik oder RT-Duroid, und dient z.B. als Träger für die Streifenleitungen zur Anregung und Auskopplung der Oberflächenwelle. Raum II ist ein dünner Ferritfilm ($s \ll \lambda$), Raum III ist im Falle eines epitaktischen Films der Filmträger, ein nichtmagnetisches Substrat, im Fall eines einkristallinen Dünnschliffes Luft. Die Schichtstruktur sei in y-Richtung unendlich ausgedehnt und werde näherungsweise als ebenes Problem behandelt, auf den Einfluß endlicher Schichtabmessungen wird in den Kap. 3.6.4

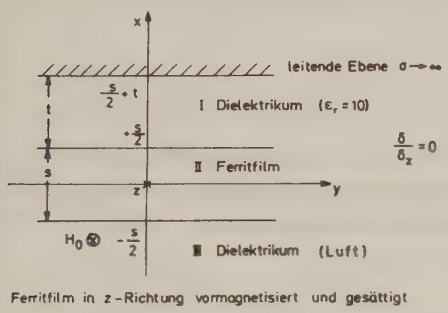


Bild 2.3 Anordnung zur Berechnung der Dispersionsgleichung

und 4.3.1 eingegangen. Der Ferritfilm ist in z-Richtung vormagnetisiert und gesättigt.

Gesucht ist die Dispersionsbeziehung einer TE-Welle in ± y-Richtung, da die entsprechende TM-Welle mit dem Spin-System des Ferrits nicht verkoppelt ist. Im Rahmen der magnetostatischen Näherung sind die dielektrischen Eigenschaften der Raumgebiete I und III nicht relevant, somit kann auch ein Luftspalt zwischen Ferritfilm und dem Trägersubstrat der Streifenleitungswandler unberücksichtigt bleiben, der im Falle schwacher Ankopplung an die Oberflächenwelle vorzusehen ist.

Von den Maxwellschen Gleichungen verbleiben damit nur die Beziehungen der Magnetostatik:

$$\text{rot}\,\vec{H} = 0 \qquad \text{div}\,\vec{B} = 0 \tag{2.1}$$

und die Feldgrößen H_x und H_y können aus einem magnetischen Skalarpotential ψ durch

$$\vec{H} = \text{grad}\,\psi \tag{2.2}$$

gewonnen werden.

In den Raumgebieten I und III gilt die Laplace-Gleichung für ψ:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = 0 \tag{2.3}$$

Mit Hilfe der vorstehenden Grundgleichungen kann man zeigen, daß die Laplace-Gleichung unter den gemachten Voraussetzungen ebenso für Raum II gilt, obwohl dort die Materialeigenschaften durch einen Tensor $\overleftrightarrow{\mu}_r$ beschrieben werden:

$$\vec{B} = \mu_o\,\overleftrightarrow{\mu}_r\,\vec{H} \tag{2.4}$$

mit

$$\overleftrightarrow{\mu}_r = \begin{pmatrix} (1+\chi) & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & (1+\chi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

Die Größen χ und κ können durch eine normierte magnetische Feldstärke Ω_o und eine normierte Frequenz Ω dargestellt werden [4], wobei Ferritverluste zunächst unberücksichtigt bleiben:

$$\chi = \frac{\Omega_o}{\Omega_o^2 - \Omega^2} \qquad \kappa = \frac{\Omega}{\Omega_o^2 - \Omega^2} \tag{2.6}$$

mit $\Omega_o = \frac{H_i}{M_s}$ und $\Omega = \frac{\omega}{\gamma\, M_s}$

Dabei ist H_i die statische magnetische Felstärke innerhalb des Ferritfilms, M_s die Sättigungsmagnetisierung (in reinem YIG $\approx$ 1750 G) und γ das gyromagnetische Verhältnis ($\gamma = M_B/M_k$ = 17,59 GHz/kG, mit M_B bzw. M_k magnetisches bzw. kinetisches Moment eines Elektrons). Der Zusammenhang zwischen außen angelegtem Magnetfeld H_o und innerem Feld H_i lautet:

$$H_i = H_o - H_{Ent} + H_{An} \tag{2.7}$$

Das entmagnetisierende Feld H_{Ent} ist bei der angegebenen Probengeometrie und Vormagnetisierung in der Filmebene jedoch gleich Null, da die zugehörigen Entmagnetisierungsfaktoren gleich Null sind.

Die Anisotopiefeldstärke H_{An} auf Grund der kubischen Anisotropie ist vernachlässigbar klein und kann als Teil von H_o aufgefaßt werden. Bei den hier nicht interessierenden Anwendungen von tiefen Frequenzen (einige 100 MHz) müßte H_{An} allerdings berücksichtigt werden und könnte dann für die einzelnen kristallographischen Richtungen berechnet werden [23]. Epitaktische Filme haben gegenüber kompakten Einkristallen zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Schichtung, die aber ebenfalls vernachlässigbar ist, so daß Gl. 2.7 einfach lautet: $H_i = H_o$.

Als Lösungssätze für die Raumgebiete I - III werden gewählt:

$$\begin{aligned} \psi^{I} &= [C_1 \cdot \sin(k_x^I x) + C_2 \cdot \cos(k_x^I x)]\, e^{jk_y \cdot y} \\ \psi^{II} &= [A \cdot \sin(k_x^{II} x) + B \cdot \cos(k_x^{II} x)]\, e^{jk_y \cdot y} \\ \psi^{III} &= D \cdot e^{k_x^{III} \cdot x} \cdot e^{jk_y \cdot y} \end{aligned} \tag{2.8}$$

mit den Nebenbedingungen durch die Separation

$$k_x^{I^2} + k_y^2 = 0 \qquad k_x^{II^2} + k_y^2 = 0 \qquad k_x^{III^2} - k_y^2 = 0 \qquad (2.9)$$

Das Auftreten derartig einfacher Separationsgleichungen ist der Hauptvorteil der quasistatischen Näherung (der Term aus der zeitlichen Ableitung in der Wellengleichung tritt nicht auf!), denn die nachfolgend hergeleitete Dispersionsgleichung ist dadurch übersichtlich und leichter lösbar.

Folgende Randbedingungen sind zu erfüllen:

1. Stetigkeit von ψ an den Grenzflächen $x = \pm\frac{s}{2}$

2. Stetigkeit der Normalkomponente der magnetischen Induktion B_n an den Grenzflächen $x = \pm\frac{s}{2}$

3. $B_n = 0$ an der Grenzfläche $x = \frac{s}{2} + t$

Als Dispersionsgleichung für Wellenausbreitung in $\pm$ y-Richtung ergibt sich folgende transzendente Gleichung in Übereinstimmung mit [24]:

$$1 + 2\,(1+\chi)\,\coth\,(k_y s) + (1+\chi)^2 - \kappa^2 = \delta(t) \qquad (2.10)$$

mit $\quad \delta(t) = [1 - \tanh\,(k_y t)]\;[1 + (1+\chi)\,\coth\,(k_y s) \mp \kappa]$

Die linke Seite von Gleichung 2.10 ist identisch mit der klassischen Dispersionsgleichung von Damon und Eshbach [4]. Die rechte Seite $\delta(t)$ ist ein Störterm und berücksichtigt die Metallisierung des dielektrischen Substrates. Für $t \to \infty$ geht $\delta(t)$ gegen Null, die Wellenausbreitung wird von der Metallisierung nicht beeinflußt. Für $t = 0$ ergibt sich die Dispersionsgleichung von Adam und Bennett [25].

Durch die Metallisierung wird die Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle richtungsabhängig (nichtreziprok), gekennzeichnet durch den Vorzeichenwechsel $\mp$ in Term $\delta(t)$. Ohne Metallisierung verschwindet die Richtungsabhängigkeit.

Die Dispersionsgleichung 2.10 kann z.B. iterativ gelöst werden oder, was hier zweckmäßiger ist, nach Überführung in ein Polynom für die Signalfrequenz ω bzw. die normierte Frequenz Ω durch Lösen einer quadratischen Gleichung. In Bild 2.4 wird zunächst die Untersuchung des Einflusses der Dicke t des Substrates bei festen Werten für die Filmdicke s und die Vormagnetisierung B_o in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt. Die Metallisierung allein bewirkt eine Erhöhung der Phasengeschwindigkeit, wobei die in +y-Richtung sich auf der Oberseite des Ferritfilms ausbreitende Welle (Bild 2.4a) stärker als die in -y-Richtung auf der Unterseite des Films laufende Welle (Bild 2.4b) beeinflußt wird. Unmittelbare Einsicht in dieses nichtreziproke Verhalten liefern die später in den Bildern 2.10 und 2.11 dargestellten zugehörigen Potentialverteilungen bzw. Feldlinienbilder.

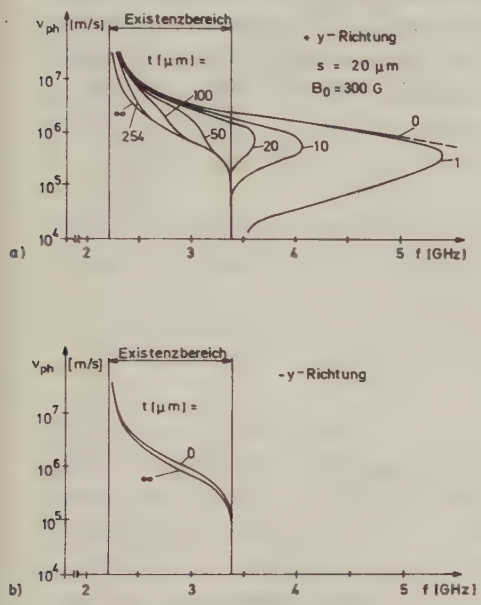


Bild 2.4 Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Frequenz

Gleichartige Kurven ergeben sich, wenn bei fester Frequenz die Vormagnetisierung variiert wird, wobei dann allerdings die Phasengeschwindigkeit mit der magnetischen Induktion wächst (s. später z.B. Bild 2.7).

Bild 2.4a zeigt, daß der Existenzbereich magnetostatischer Oberflächenwellen durch sehr dünne metallisierte Dielektrika an sich erweitert wird. Technisch erprobt wurde dieser Sachverhalt, allerdings ohne nennenswerten Erfolg, bisher nur in Verbindung mit der Verstärkung von Rückswärtswellen im Bereich der anomal verlaufenden Dispersionskurve [13, 15]. Auch im Rahmen dieser Arbeit kann der erweiterte Existenzbereich nicht vorteilhaft ausgenutzt werden. Zunächst

bedeutet die grundsätzlich höhere Phasengeschwindigkeit einen Verlust hinsichtlich erreichbarer Miniaturisierung, andererseits erschwert die gleichzeitige Existenz zweier Moden, die zusätzlich sehr empfindlich von der Dicke t abhängen, eine Anwendung. Schließlich muß im Hinblick auf die Abstrahlung durch planare Resonatoren, deren Strukturen auf das gleiche Dielektrikum aufgedampft werden, zur Festlegung des Strahlungswiderstandes für die Dicke t mindestens der Standardwert 0,635 mm vorgesehen werden (s. Kap. 3.3.2), wodurch der Einfluß der Metallisierung praktisch verschwindet.

Aus diesem Grund wird in den folgenden Kapiteln der Einfluß der Metallisierung auf die Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle vernachlässigt.

2.2.2 Existenzbereich

Die Grenzwerte des Existenzbereiches magnetostatischer Oberflächenwellen lassen sich aus der Bedingung berechnen, daß die Wellenzahl k_y dort die Werte 0 bzw. ∞ annimmt, d. h. die Dispersionskurven nähern sich asymptotisch senkrechten Tangenten (vergl. Bild 2.4). Eingesetzt in die Dispersionsgleichung 2.10 ergeben sich für die normierte Frequenz Ω folgende Beziehungen für die untere (Index "min") und die obere Grenzkurve (Index "max"):

$$\Omega_{min}^2 = \Omega_o + \Omega_o^2$$

$$\Omega_{max} = \Omega_o + \frac{1}{2} \qquad (2.11)$$

Obwohl bei der Berechnung der unteren Grenzfrequenz mit der Annahme $k_y = 0$ die Voraussetzung zur quasistatischen Näherung ($V_{ph} \ll c$) an sich nicht erfüllt ist, so ist doch das Ergebnis in Übereinstimmung mit der dynamischen Berechnung [22]. Lediglich der Verlauf der Dispersionskurve unterscheidet sich in unmittelbarer Nähe der unteren Grenzfrequenz geringfügig [20].

Die obere Grenzkurve wächst linear mit dem normierten Magnetfeld Ω_o. Der Zusammenhang mit der unteren Grenzkurve ist nichtlinear, der Existenzbereich wird mit zunehmender Frequenz immer enger,

(s. Bild 2.5, z.B. 1 GHz im S-Band gegenüber 300 MHz im X-Band) bei steiler verlaufenden Dispersionskurven, was den praktischen Umgang mit diesen Moden wegen der empfindlichen Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von Frequenz und Vormagnetisierung erschwert.

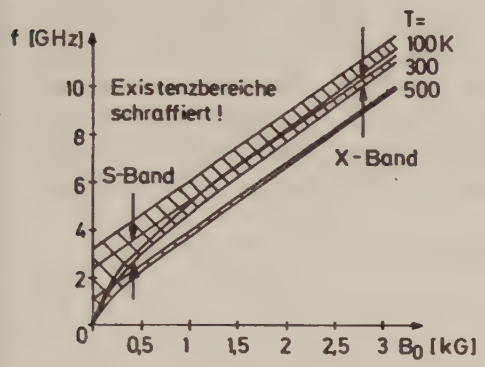


Bild 2.5 Existenzbereich magnetostatischer Oberflächenwellen bei verschiedenen Temperaturen

Die zugehörigen Grenzwerte der Elemente $(1+\chi)$ und κ des Permeabilitätstensors $\tilde{\mu}_r$ berechnen sich zu

$$(1+\chi)_{min} = 0 \quad ,$$

$$(1+\chi)_{max} = 1 - \frac{\Omega_o}{\Omega_o + \frac{1}{4}} \; ;$$

bzw.

$$\kappa_{min} = -\frac{[\Omega_o + \Omega_o^2]^{\frac{1}{2}}}{\Omega_o} \quad , \qquad (2.12)$$

$$\kappa_{max} = -\frac{\Omega_o + \frac{1}{2}}{\Omega_o + \frac{1}{4}} \quad .$$

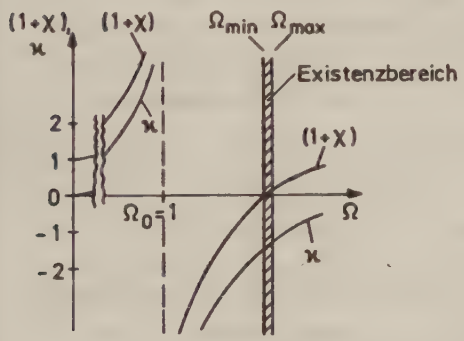


Bild 2.6 Frequenzabhängigkeit der Elemente $(1+\chi)$ und κ des Permeabilitätstensors μ

Ihre Lage und der Existenzbereich bezüglich der gyromagnetischen Resonanzbedingung $\Omega = \Omega_o$ sind in Bild 2.6 dargestellt.

In Bild 2.5 ist als Parameter die Temperatur T angegeben worden, die die Sättigungsmagnetisierung M_s stark beeinflußt. Den Zusammenhang zwischen T und M_s für reines YIG findet man z.B. in [26], für einen begrenzten Temperaturbereich (einige 10°) kann der Einfluß durch ein quadratisches Polynom genügend genau beschrieben

werden [23]. Wie Bild 2.5 zeigt, wird bei tiefen Temperaturen mit dem Anwachsen von M_s der Existenzbereich größer (etwa Verdoppelung beim Übergang von 300 K auf 100 K) und damit verlaufen die Dispersionskurven flacher. Auf technologische Möglichkeiten zur Verbesserung der Eigenschaften von reinem YIG durch geeignete Substitutionen und damit zur Anpassung an bestimmte Anforderungen (z.B. Verringerung der Temperaturabhängigkeit) wird in Kapitel 2.3 eingegangen.

2.2.3 Dispersionskurven

Die Dispersionsgleichung 2.10 für magnetostatische Oberflächenwellen kann nun für beliebige Filmdicken s in Abhängigkeit von der Frequenz f oder der Vormagnetisierung B_o ausgewertet werden (Bild 2.7). Die Phasengeschwindigkeit V_{ph} liegt je nach Filmdicke um 2 - 3 Zehnerpotenzen unter der Lichtgeschwindigkeit (Verzögerungseffekt) und kommt damit in die Größenordnung erreichbarer Driftgeschwindigkeiten V_o von Elektronen in Halbleitern mit hoher Beweglichkeit. Die zu erwartende Wechselwirkung einer magnetostatischen Oberflächenwelle mit driftenden Elektronen in einer YIG-Halbleiterschicht wird im einzelnen in Kap. 4 untersucht. In Bild 2.7 sind die erreichbaren Elektronendriftgeschwindigkeiten in GaAs für verschiedene Feldstärken E_o angegeben.

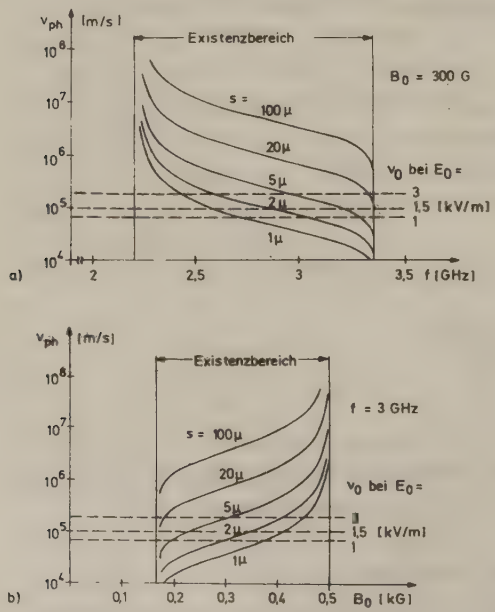


Bild 2.7 Verlauf der Phasengeschwindigkeit in Abhängigkeit von a) der Frequenz und b) Vormagnetisierung

Die starke Frequenzabhängigkeit der Dispersionskurven (Bild 2.7a) und

der begrenzte Existenzbereich erschweren die Übertragung sehr breitbandiger Signale. Die starke Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit vom Magnetfeld (Bild 2.7b) ermöglicht jedoch eine Vielzahl von Anwendungen wie: elektronisch einstellbare Verzögerungsleitungen, Phasenschieber oder die Einspeisung in eine phasengesteuerte Antennengruppe ("Phased Array", s. Kap. 3).

Zur Bestimmung der Gruppengeschwindigkeit V_{gr} werden die normierten Größen Ω und Ω_o in die Dispersionsgleichung 2.10 eingeführt und durch Bildung der Ableitung $V_{gr} = d\Omega/dk_y$ berechnet sich die Gruppengeschwindigkeit einer magnetostatischen Oberflächenwelle zu

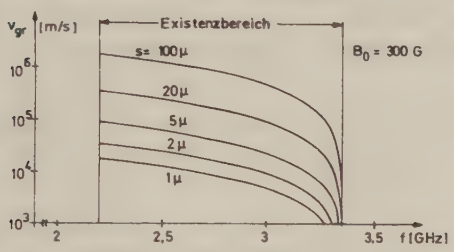


Bild 2.8 Verlauf der Gruppengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz

$$V_{gr} = \frac{s\,\gamma^2\,M_s^2}{4\omega}\,e^{-2|k_y|s} \qquad (2.13)$$

und ist in Bild 2.8 für verschiedene Schichtdicken s in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt.

2.2.4 Berücksichtigung der Verluste

Durch die zwangsläufig auftretenden Verluste bzw. Wechselwirkungsmechanismen (z.B. Spin-Gitterkopplung, Kristallfehler, Oberflächenrauhigkeit, s. Kap. 2.3.4) innerhalb des YIG-Films wird die Wellenzahl k_y komplex

$$\underline{k}_y = k_r + jk_i \qquad (2.14)$$

Der Verlustmechanismus wird hier auf phänomenologische Weise in die Theorie der gyromagnetischen Resonanz eingeführt [27]. Man definiert eine dimensionslose Dämpfungskonstante α_D, die so in die Bewegungsgleichung für das magnetische Moment der Elektronenspins aufgenommen wird, daß ein zusätzlich entstehendes Drehmoment den Präzessionswinkel zu vermindern sucht, d.h. die Präzession bedämpft (Landau-Lifschitz-Ansatz). Dadurch werden auch die Tensor-

elemente χ und κ komplex:

$$\underline{\chi} = \chi' + j\chi''$$
$$\underline{\kappa} = \kappa' + j\kappa'' \quad ; \tag{2.15}$$

ihre Berechnung findet man z.B. in [27]. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten verlustarmen YIG-Einkristalle ($\alpha_D \ll 1$) können die in [27] angegebenen Ausdrücke vereinfacht und mit Hilfe der in Kap. 2.2.1 angegebenen normierten Größen Ω_o und Ω umgeformt werden:

$$\chi' = \frac{\Omega_o}{\Omega_o^2 - \Omega^2} \qquad \kappa' = \frac{\Omega}{\Omega_o^2 - \Omega^2}$$
$$\chi'' = -\alpha_D \frac{\Omega[\Omega_o^2 + \Omega^2]}{[\Omega_o^2 - \Omega^2]^2} \qquad \kappa'' = -2\alpha_D \frac{\Omega^2\ \Omega_o}{[\Omega_o^2 - \Omega^2]^2} \tag{2.16}$$

Den Zusammenhang zwischen der phänomenologischen Dämpfungskonstanten α_D und der experimentell leichter zugänglichen Linienbreite ΔH kann man für $\alpha_D \ll 1$ in einfacher Form angeben [27]:

$$\alpha_D = \frac{\Delta H\ |\gamma|\ \mu_o}{2 \cdot \omega} = 1{,}4 \cdot 10^{-3}\ \frac{\Delta H[\mathrm{Oe}]}{f[\mathrm{GHz}]} \tag{2.17}$$

Für einkristallines YIG ist $\Delta H \approx 1 \pm 0{,}5$ Oe eine typische Größe; dann ist aber für sämtliche Frequenzen im Mikrowellengebiet $\alpha_D \lesssim 10^{-3}$, wodurch die bei der Herleitung der Gleichung 2.16 gemachten Vernachlässigungen nachträglich gerechtfertigt sind.

Setzt man nun die Gleichungen 2.15 in die Dispersionsgleichung 2.10 ein und vernachlässigt wegen $\alpha_D \ll 1$ Terme höherer Ordnung wie χ''^2, κ''^2, so erhält man

$$1 + 2\ (1 + \chi')\ \coth\ (\underline{k}_y s) + (1 + \chi')^2 - \kappa'^2 = \delta(V) \tag{2.18}$$

mit dem verlustbedingten Term

$$\delta(V) = j2\ (\kappa'\kappa'' - \chi''\ \coth\ (\underline{k}_y s) - (1 + \chi')\ \chi'')$$

Eine Aufspaltung in Real- und Imaginärteil ergibt die folgenden beiden Gleichungen zur Bestimmung von k_r und k_i:

$$1 + 2\,(1 + \chi')\,\coth\,(k_r s) + (1 + \chi')^2 - \kappa'^2 = \delta(v) \qquad (2.19a)$$

mit

$$\delta(v) = 2\chi'' \frac{\kappa'\kappa'' - \chi''\,\coth\,(k_r s) - (1 + \chi')\chi''}{(1 + \chi')} \quad ;$$

$$\tan(k_i s) = \sinh^2\,(k_r s) \frac{(1 + \chi')\chi'' + \chi''\,\coth\,(k_r s) - \kappa'\kappa''}{(1 + \chi')} \qquad (2.19b)$$

Gleichung 2.19a liefert den Wert für k_r, eingesetzt in 2.19b läßt sich k_i und damit die Dämpfung bestimmen.

$\delta(v)$ ist ein kleiner Störterm ($\ll 1$) und beinhaltet die Verluste. Bei vernachlässigbaren Verlusten ist $\delta(v)$ gleich Null und Gl. 2.19a geht über in die Dispersionsgleichung von Damon und Eshbach (Gl. 2.10), Gl. 2.19b ist dann identisch Null.

Da nur geringe Dämpfungen zu erwarten sind, kann man zur näherungsweisen Lösung von Gl. 2.19b stets $\tan(k_i s) \approx (k_i s)$ setzen. Mit dieser Vereinfachung und wegen χ'', $\kappa'' \sim \alpha_D \sim \Delta H$ folgt aus 2.19b sofort, daß die Dämpfungskonstante k_i proportional zur Linienbreite ΔH und umgekehrt proportional zur YIG-Filmdicke s ist.

In Bild 2.9a ist die Dämpfungskonstante k_i[dB/mm] in Abhängigkeit vom der Frequenz dargestellt. Analoge Kurven ergeben sich in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei konstanter Frequenz.

Wegen $k_i \sim \frac{1}{s}$ ist eine verlustarme Wellenausbreitung auf dicken YIG-Filmen möglich, andererseits wird durch diese Tatsache die Realisierung z.B. eines magnetostatischen Verstärkers (s. Kap. 4) erschwert, weil man dafür zur Erzielung langsamer Phasengeschwindigkeiten sehr dünne Filme benötigt, folglich also an die Linienbreite besonders hohe Anforderungen stellen muß.

Der Einfluß der Temperatur auf die Linienbreite ist gering. Temperaturerhöhung bewirkt eine schwache Abnahme (einige %), Kühlung hingegen eine Zunahme der Linienbreite (Verdoppelung von ΔH beim

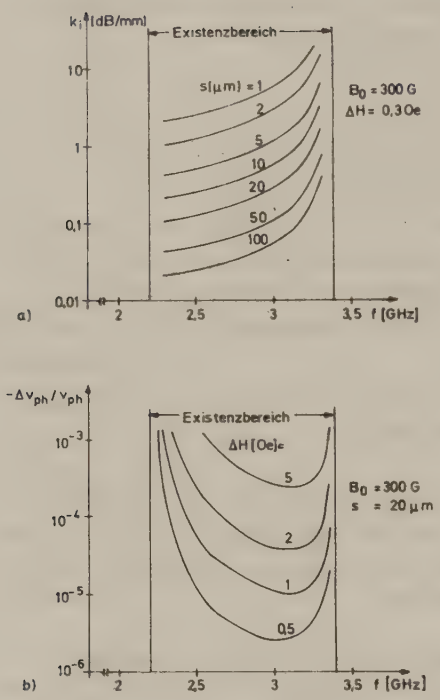


Bild 2.9 a) Verlauf der Dämpfungskonstanten und
b) Änderung der Phasengeschwindigkeit durch Verluste im YIG-Film

Übergang 300 K auf 100 K [26]).

In Bild 2.9b ist die relative Abweichung der Phasengeschwindigkeit einer magnetostatischen Oberflächenwelle auf Grund von Verlusten mit ΔH als Parameter dargestellt. Die Welle breitet sich durch die Verluste prinzipiell langsamer aus, doch ist der Einfluß selbst für sehr schlechte YIG-Einkristalle vernachlässigbar ($|\Delta V_{ph}/V_{ph}| < 10^{-2}$). Aus den abgebildeten Kurven ergibt sich in guter Näherung der Zusammenhang $\Delta V_{ph}/V_{ph} \sim (\Delta H)^2$.

2.2.5 Feldverteilung

Wie in Kap. 2.2.1 gezeigt wurde, muß die Dicke t des Dielektrikums im Raumgebiet I (s. Bild 2.3) im Hinblick auf die vorgesehene Abstrahlung sehr viel größer als die Wellenlänge der magnetostatischen Oberflächenwelle gewählt werden, weshalb die Metallisierung praktisch kaum Einfluß auf Dispersion und damit Feldverteilung hat. Daher kann der Lösungsansatz für das magnetische Skalarpotential ψ gegenüber Gl. 2.8 weiter vereinfacht werden, wonach im Raum I ebenfalls ein exponentieller Feldabfall angenommen wird:

$$\psi^I = C\, e^{-k_x^I \cdot x}\, e^{jk_y \cdot y} \qquad (2.20)$$

mit der Separationsbedingung

$$k_x^{I\,2} - k_y^2 = 0 \qquad (2.21)$$

Durch Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen an den Filmoberflächen können die Konstanten A bis D bestimmt werden (s. Lösungsansatz in Gl. 2.8). Die magnetischen Feldstärken ergeben sich aus $\vec{H}$ = grad ψ; die zur Berechnung der von der Oberflächenwelle transportierten Leistung mit dem Poynting Vektor benötigte elektrische Transversalfeldstärke E_z kann mit Hilfe der vollständigen Maxwellschen Gleichungen (Berücksichtigung des Verschiebungsstromes = dynamischer Ansatz) errechnet werden zu

$$E_z = v_{ph} B_x \tag{2.22}$$

Gl. 2.22 zeigt, daß bei langsamen TE-Wellen die transversale elektrische Feldstärke sehr viel kleiner ist als im Fall einer Wellenausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit. Völlige Analogie besteht hierbei zu den elektrostatischen TM-Wellen, wo die transversale magnetische Feldstärke sehr klein ist (s. Kap. 5).

Normiert man z.B. die Konstante C auf den Wert 1 mit der Dimension [A], dann werden die Potentiale und Feldstärken in den Raumgebieten I bis III durch folgende Gleichungen beschrieben.

<u>Dielektrisches Substrat:</u>

$$\begin{aligned} \psi^I &= e^{-|k_y|x} \\ H_x^I &= -|k_y| \; e^{-|k_y|x} \\ H_y^I &= jg|k_y| \; e^{-|k_y|x} \\ E_z^I &= g \; v_{ph}\mu_o H_x^I \end{aligned} \tag{2.23}$$

<u>Ferritfilm:</u>

$$\begin{aligned} \psi^{II} &= [A'\sinh(|k_y|x) + B' \cosh(|k_y|x)] \\ H_x^{II} &= |k_y|[A' \cosh(|k_y|x) + B'\sinh(|k_y|x)] \\ H_y^{II} &= jg|k_y|[A'\sinh(|k_y|x) + B'\cosh(|k_y|x)] \\ E_z^{II} &= g \; v_{ph}\mu_o[(1+\chi) \; H_x^{II} - j\kappa H_y^{II}] \end{aligned} \tag{2.24}$$

Dielektrikum bzw. Luft:

$$\psi^{III} = D' \, e^{|k_y|x}$$

$$H_x^{III} = |k_y| \, D' \, e^{|k_y|x}$$

$$H_y^{III} = jg \, |k_y| \, D' \, e^{|k_y|x} \qquad (2.25)$$

$$E_z^{III} = g \, v_{ph} \, \mu_o \, H_x^{III}$$

mit

$$A' = \frac{1}{2} \left[e^{-|k_y|s} (1 - \nu) - (1 + \nu) \right]$$

$$B' = \frac{1}{2} \left[e^{-|k_y|s} (1 - \nu) + (1 + \nu) \right]$$

$$D' = \cosh(|k_y|s) + \nu \cdot \sinh(|k_y|s) \qquad (2.26)$$

$$\nu = \frac{(1 + g\kappa)}{(1 + \chi)}$$

$g = \pm 1$ für Wellenausbreitung in $\pm$ y-Richtung

Zusätzlich sind sämtliche Potentiale bzw. Feldstärken zur Beschreibung ihrer Abhängigkeit in Richtung der Wellenausbreitung mit dem gemeinsamen Faktor $e^{-j(\omega t - g|k_y|y)}$ zu versehen. Wie vorstehende Gleichungen zeigen, ergeben sich die magnetischen Feldstärken außerhalb des Ferritfilms durch die Gradientenbildung in besonders einfacher Weise durch Multiplikation mit $|k_y|$, Längskomponente H_y und Transversalkomponente H_x sind dem Betrage nach gleich groß aber um 90° phasenverschoben; E_z ist direkt proportional zur Frequenz.

Die Potentialverteilung ist in Bild 2.10 für 3 verschiedene Vormagnetisierungen ausgewertet worden, Bild 2,11 zeigt das dazugehörige Feldlinienbild für B_o = 0,3 kG. Als Lösung des Feldproblems ergeben sich zwei Oberflächenwellen mit inhomogener Intensitäts-

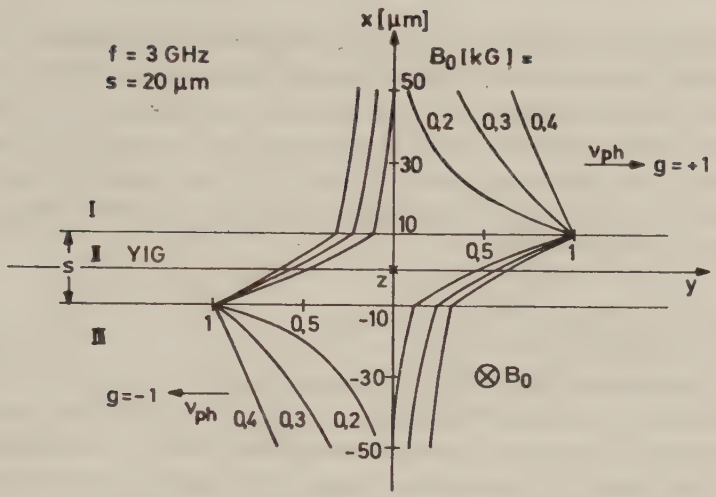


Bild 2.10 Potentialverteilung einer magnetostatischen Oberflächenwelle

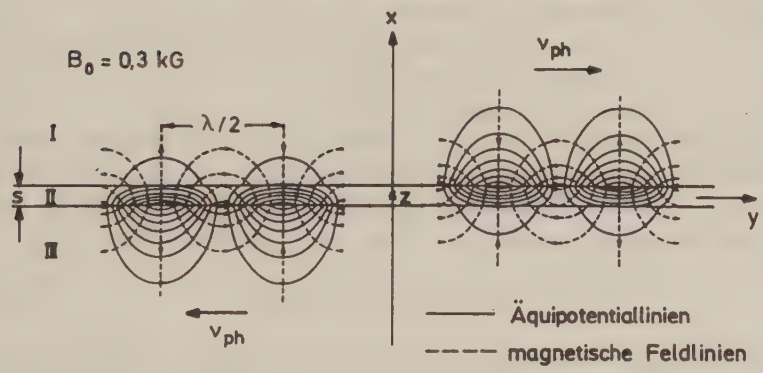


Bild 2.11 Feldlinienbild einer magnetostatischen Oberflächenwelle

verteilung über den Querschnitt. Die Zuordnung zwischen der Richtung der Vormagnetisierung $\vec{B}_o$, der Flächennormalen des YIG-Films und der Richtung der Wellenausbreitung $\vec{k}_y$ ist gerade so, daß sie in dieser Reihenfolge ein Rechtssystem bilden. Die Energiekonzentration längs der Grenzflächen ist bei langsamen Phasengeschwindigkeiten (hier B_o = 0,2 kG) wegen Gln. 2.21 (Wellenzahl in Ausbreitungsrichtung $|k_y|$ = Querdämpfung $|k_x|$) besonders ausgeprägt.

Im Experiment wird nur eine dieser beiden Moden auftreten, da der Wandler zur Anregung der Oberflächenwelle z.B. auf der Unterseite des YIG-Films angebracht wird und demzufolge vorzugsweise auch nur den Mode anregt, der auf dieser Seite sein Maximum hat. Die Entkopplung der beiden Moden liegt je nach Vormagnetisierung zwischen ca. 10 und 20 dB (Vorteil: unidirektionale Anregung der Oberflächenwelle, s. Kap. 3.2.1).

2.2.6 Sättigungserscheinungen

Aus den Bildern 2.10 und 2.11 ist ersichtlich, daß ein wesentlicher Teil der Energie der Oberflächenwellen im YIG-Film transportiert wird. Das führt zu hohen Energiedichten bzw. hohen Feldstärken innerhalb des Films. Überschreitet diese Feldstärke jedoch eine kritische Feldstärke H_k, dann gibt dies Anlaß zur Anregung von unerwünschten Spinwellen, was sich durch erhöhte Transmissionsverluste bemerkbar macht und abrupt zur Sättigung führt [28]. Die kritische Feldstärke H_k berechnet sich zu

$$H_k = 1{,}75\ \Delta H \sqrt{\frac{\Delta H}{M_s}} \tag{2.27}$$

Einen Zusammenhang zwischen Leistungsdichte und auftretenden Feldstärken findet man durch die Berechnung der von der Oberflächenwelle längs ± y transportierten Leistung. Sie ergibt sich in zeitlichen Mittel durch Integration über den Poyntingschen Vektor

$$P = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left\{ \oint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*)\, d\vec{s} \right\} \tag{2.28}$$

je Filmbreite Δz unter Verwendung von 2.4, 2.5 und 2.22 für die einzelnen Raumbereiche zu

$$P^{I} = \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{|k_y|}\,\mu_o \int_{+s/2}^{+\infty} |H_x^{I}|^2\, dx\ ,$$

$$P^{II} = \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{|k_y|}\,\mu_o \int_{-s/2}^{+s/2} [(1+\chi)\,|H_x^{II}|^2 - j\kappa\, H_x^{II^*} H_y^{II}]\, dx, \tag{2.29}$$

$$P^{III} = \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{|k_y|}\,\mu_o \int_{-\infty}^{-s/2} |H_x^{III}|^2\, dx\ .$$

Bild 2.12 zeigt die Auswertung dieser Integrale. Dargestellt ist die gesamte von der Oberflächenwelle je Filmquerschnitt in ± y-Richtung transportierte Leistung P_q in Abhängigkeit von der Feldstärke $|H_y|$. Dabei ist für H_y wegen der inhomogenen Feldverteilung der kleinste im YIG-Film auftretende Wert angegeben. Zusätzlich wurden die kritischen Feldstärken H_k für einige typische Parameterwerte ΔH als strichlinierte Kurve eingetragen. Die Schnittpunkte der Kurven geben die maximal übertragbare Leistungsdichte für die entsprechende Linienbreite des YIG-Films an.

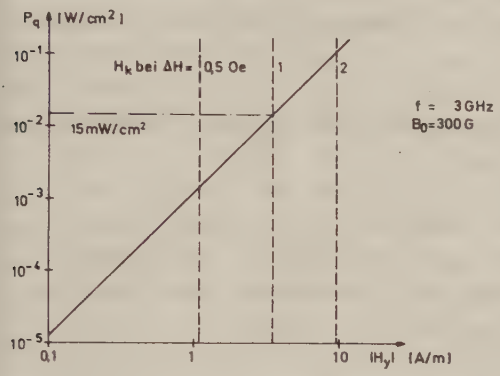


Bild 2.12 Leistungsdichte im YIG-Film in Abhängigkeit von der Längsfeldstärke $|H_y|$

Für z.B. ΔH = 1 Oe ergibt sich eine maximale Leistungsdichte von ca. 15 mW/cm² was in guter Näherung mit eigenen Experimenten übereinstimmt (s. Kap. 2.4). In [29] wurde rein experimentell ein Wert von ca. 200 mW/cm² gefunden, wobei dieser allerdings einen Mittelwert von zum Teil sehr stark streuenden Einzelwerten darstellt und nur mit der Verwendung von YIG-Filmen relativ großer Linienbreite von etwa 2 Oe zu erklären ist (vergl. Bild 2.12).

2.3 Herstellung und Beeinflussung der Materialparameter von YIG-Filmen

Die Verfügbarkeit hochwertiger YIG-Filme mit bestimmten Eigenschaften ist eine wichtige Voraussetzung bei der Realisierung oberflächenwellengespeister aktiver Strahleranordnungen.

Allgemein hängt die Brauchbarkeit eines Materials bei einer technischen Anwendung mit entscheidend davon ab, inwieweit die Materialparameter durch geeignete Maßnahmen den jeweiligen Anforderungen angepaßt werden können. Dabei sind im vorliegenden Fall des YIG-Materials Größe und Temperaturverhalten der Sättigungsmagnetisierung M_s sowie die Linienbreite ΔH der gyromagnetischen Resonanz

von besonderer Bedeutung. Als Materialien können expitaktische Filme, Dünnschliffe aus kompakten Einkristallen und z.Z. noch mit Einschränkungen auch polykristallines Material Verwendung finden.

2.3.1 Herstellung von epitaktischen YIG-Filmen und YIG-Dünnschliffen

YIG-Kristalle ($3Y_2^{+++}O_3$, $5Fe_2^{+++}O_3$; häufig auch mit $Y_3Fe_5O_{12}$ abgekürzt) lassen sich nicht aus der Eigenschmelze ziehen, da diese nicht kongruent schmilzt, sondern sich in Schmelzen mit unterschiedlichem Eisengehalt zersetzt [30]. Deshalb wird zur Epitaxie die polierte Scheibe eines geeigneten Substratmaterials in eine schmelzflüssige Lösung getaucht, wodurch auf dem Substrat die einkristalline Schicht wächst (etwa 0,1 µm je Minute).

Ein geeignetes Lösungsmittel ist PbO mit 2 Gewichtsprozenten B_2O_3 [19]; darin sind ca. 25 Gewichtsprozente YIG gelöst. Die geforderten Eigenschaften des magnetischen Filmes bestimmen die weiteren Zusätze (z.B. Gd, Zr, Sn). Der epitaktische Wachstumsprozeß beginnt, wenn die sich auf ca. 900° C befindliche übersättigte Lösung um ca. 20° unterkühlt wird. Die Unterkühlungstemperatur muß sehr genau eingehalten werden, weil sich sonst innerhalb der Lösung Kristalle bilden können, die dann die Herstellung reproduzierbarer Filmdicken verhindern; außerdem wird Blei aus der Lösung in den Ferritfilm eingebaut, was sich durch Fehler im Gitteraufbau und damit durch zusätzliche Anisotropiefelder in der Linienbreite (d.h. Verluste) bemerkbar macht.

Eine erhöhte Sättigungstemperatur hat zusätzlich den Nachteil, daß Diffusionsvorgänge die Trennungslinie zwischen Substrat und YIG-Film verwischen und damit die Filmdicke "unscharf" machen.

Hochwertige YIG-Filme verlangen ein perfekt angepaßtes Substrat. Ein passendes Substrat mit einer Gitterkonstante von 12,4 Å ebenso wie YIG ist das nichtmagnetische Gadolinium-Gallium-Granat ($Gd_3Ga_5O_{12}$) üblicherweise GGG abgekürzt. Das Substrat muß ebenfalls mit der Perfektion eines Einkristalls vorliegen, weil sich sonst Gitterfehler bzw. Fehlanpassungen in den YIG-Film fortpflanzen und die Linienbreite erhöhen, u. U. sogar zu mechanischen Rissen führen. GGG-Einkristalle lassen sich unmittelbar aus ihrer Eigenschmelze in genü-

gender Größe ziehen (einige cm^3). Durch Sägen, vorzugsweise parallel zur (111)-Ebene, schleifen und polieren werden daraus die Substrate hergestellt. Die Bevorzugung der (111)-Ebene hat den Grund, daß der YIG-Film dann relativ unempfindlich gegenüber Schwankungen der Wachstumsbedingungen wie Temperatur und Schmelzezusammensetzung wächst [18]. Zur Zeit können hochwertige YIG-Filme durch Epitaxie bis zu Dicken von ca. 30 µm hergestellt werden.

Kompakte YIG-Einkristalle werden ebenso wie epitaktische Filme durch Abkühlen einer übersättigten schmelzflüssigen Lösung hergestellt [30]. Die Kristallisation erfolgt im Gegensatz zur Epitaxie an der Innenwand eines Platingefäßes durch lokale Temperaturabsenkung (etwa 0,5°/Std.). Die bis zu 1 cm^3 großen Einkristalle werden dann durch Sägen, Schleifen und Polieren zu Dünnschliffen verarbeitet.

Polykristallines YIG wird in nahezu beliebigen Abmessungen durch Sintern hergestellt. Außer durch chemische Zusätze können die magnetischen Eigenschaften durch Wahl der Druck- und Temperaturverhältnisse während des Sinterprozesses in einem weiten Bereich variiert werden. Besonders wichtig für verlustarmes polykristallines YIG ist eine geringe Porigkeit (s. Kap. 2.3.4).

2.3.2 Reduzierung der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung

Bei technischen Anwendungen macht sich der starke Einfluß der Temperatur auf die Sättigungsmagnetisierung von reinem YIG störend bemerkbar. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Anwendungen sind dies z.B.: die Temperaturabhängigkeit der Hauptstrahlungsrichtung eines Phased Arrays (s. Kap. 3.4.6) und die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung eines magnetostatischen Verstärkers (s. Kap. 4.3.3).

Eine Einebnung des Temperaturganges über einen weiten Bereich erreicht man durch Substitution von Yttriumionen durch ein anderes Ion Seltener Erden wie z.B. Gadolinium oder Holmium. Dann ergibt sich durch antiparallele Magnetisierung der Untergitter ein Kompensationseffekt. Bei richtig gewählter Konzentration liegen Curiepunkt

T_n und Kompensationspunkt T_{cp} gleichweit oberhalb bzw. unterhalb der Betriebstemperatur, wodurch die Sättigungsmagnetisierung nahezu temperaturunabhängig wird.

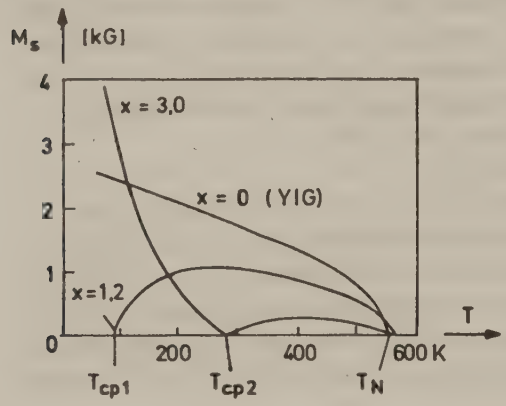


Bild 2.13 Temperaturverhalten von Gd-substituiertem YIG

In Bild 2.13 ist das Temperaturverhalten von Gd-substituiertem YIG, $Y_{3-x}Gd_xFe_5O_{12}$, in Abhängigkeit von der Temperatur für x = 0, x = 1,2 und x = 3,0 dargestellt [19]. Die Kurve mit dem Parameter x = 0 zeigt die starke Temperaturabhängigkeit von reinem YIG, für x = 1,2 ist M_s in der Umgebung von 300 K nahezu temperaturunabhängig. Bild 2.13 zeigt aber auch, daß eine Reduzierung der Temperaturabhängigkeit stets ein Absinken von M_s zur Folge hat und damit auch eine Einengung des Existenzbereiches magnetostatischer Oberflächenwellen (s. Kap. 2.2.2).

2.3.3 Beeinflussung der Größe der Sättigungsmagnetisierung

Bei der Anwendung magnetostatischer Oberflächenwellen ist eine hohe Sättigungsmagnetisierung zu bevorzugen, weil dadurch der Existenzbereich der Wellen vergrößert wird, die Dispersionskurven flacher verlaufen und ein kleineres äußeres Feld zur Vormagnetisierung ausreicht.

Die Sättigungsmagnetisierung kann über einen weiten Bereich durch Substitution der Eisen-Ionen durch nichtmagnetische Ionen geändert werden [31]. Eine Erhöhung der Sättigungsmagnetisierung erreicht man dabei aber nur durch solche Ionen, die vorzugsweise die Oktaederplätze des Eisens im Granatgitter besetzen, z.B. Zr, SN (zur Kristallstruktur von YIG s. z.B. [26]). Dadurch wird das Oktaederuntergitter magnetisch verdünnt und das antiparallel wirkende, dominierende Tetraederuntergitter überwiegt noch stärker. Materialien wie Ga oder Ge besetzen hingegen Tetraederplätze, was zu einer Verdün-

nung dieses Untergitters und damit zu einer Abnahme der Sättigungsmagnetisierung führt. Bild 2.14 zeigt den Einfluß des Einbaus von Zr- und Ge-Ionen in Oktaeder- bzw. Tetraederplätze auf die Sättigungsmagnetisierung bei T = 0 K; der optimale Wert für Zr-Substitution ist x ≈ 0,7. Der Einbau von Ca-Ionen auf Yttrium Plätzen geschieht hier nicht wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben zur Reduzierung der Temperaturabhängigkeit, sondern zur Ladungskompensation, da die substituierenden Elemente Zr und Ge vierwertig sind im Gegensatz zum dreiwertigen Eisen.

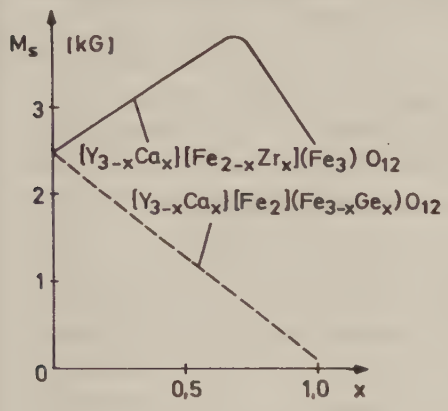


Bild 2.14 Beeinflussung der Sättigungsmagnetisierung von YIG durch den Einbau nichtmagnetischer Ionen

Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit und Linienbreite derartig substituierter YIG-Kristalle sind nicht bekannt.

2.3.4 Beeinflussung der Linienbreite

Eine kleine Linienbreite ΔH ist für verlustarme Wellenausbreitung unerläßlich (s. Kap. 2.2.4). GGG ist für epitaktische Filme ein fast perfektes Substrat, eine Feinanpassung der Gitterkonstanten an YIG ist möglich, wenn Y durch Seltene Erden wie La oder Sa teilsubstituiert wird [32]. Bei genau kontrollierbaren Wachstumsbedingungen sind hochwertige YIG-Filme herstellbar, zudem ist die Gefahr von Versetzungsfehlern im Gitteraufbau auf Grund der großen Gitterkonstanten (12,4 Å gegenüber z.B. 5,4 Å von GaAs) gering. Die besten in der Literatur angegebenen Werte für die minimal erreichte Linienbreite ΔH betragen 0,15 ... 0,2 Oe [31], [33].

Bei Dünnschliffen aus kompakten Einkristallen ist zusätzlich eine sorgfältige Behandlung der Oberfläche durch Polieren erforderlich. Experimente haben gezeigt, daß mit Dünnschliffen etwa die gleichen

Linienbreiten wie mit epitaktischen Filmen erreicht werden können [29].

Polykristallines Material hat in der Regel eine um ca. 2 Zehnerpotenzen größere Linienbreite ΔH_{Poly} als Einkristalle und ist dann nicht verwendbar. Verantwortlich dafür sind eine verbleibende Porigkeit des Materials nach dem Sintern (ΔH_{Por}), Oberflächenrauhigkeit (ΔH_{Ober}) und zusätzliche Anisotropiefelder (ΔH_{Aniso}), die die Linienbreite gegenüber einem Einkristall (ΔH) erhöhen: $\Delta H_{Poly} = \Delta H + \Delta H_{Por} + \Delta H_{Ober} + \Delta H_{Aniso}$. Durch Ca-Substitution können porenarme Granate gesintert werden, durch sorgfältiges Polieren läßt sich ΔH_{Ober} vermindern und durch Substitution mit nichtmagnetischen Ionen wie In, Zr, Sn lassen sich die Anisotropiefelder reduzieren, so daß auch mit Polykristallinem-YIG bereits eine Linienbreite von 1,5 Oe erreicht wurde [31].

2.4 Experimentelle Untersuchungen zu Kap. 2

Zweck der nachfolgend beschriebenen Messungen ist die Untersuchung des grundsätzlichen Ausbreitungsverhaltens magnetostatischer Oberflächenwellen auf YIG-Filmen. Bei der Entwicklung oberflächenwellengespeister Strahleranordnungen interessieren insbesondere der technisch nutzbare Bereich des theoretisch ermittelten Existenzbereiches, die Ausbreitungsverluste der Oberflächenwelle (Linienbreite!) und die maximal durch den YIG-Film übertragbare Leistung (Sättigungserscheinungen). Auf Ein- und Auskopplung der Oberflächenwelle (Dimensionierung der Wandler) wird im Einzelnen erst in Kap. 3 eingegangen.

Die Experimente wurden mit 6,3 und 20 µm dicken epitaktischen Filmen sowie 50 und 100 µm dicken YIG-Dünnschliffen durchgeführt; substituierte YIG-Kristalle mit besonderen Eigenschaften (z.B. extrem geringe Linienbreite, temperaturkompensierte Sättigungsmagnetisierung) standen nicht zur Verfügung.

Die zur Bestimmung von Existenzbereich, Ausbreitungsverlusten und Sättigungserscheinungen notwendigen Transmissionsmessungen wurden mit einem HP-Netzwerk Analyzer durchgeführt (Bild 2.15). Hauptvor-

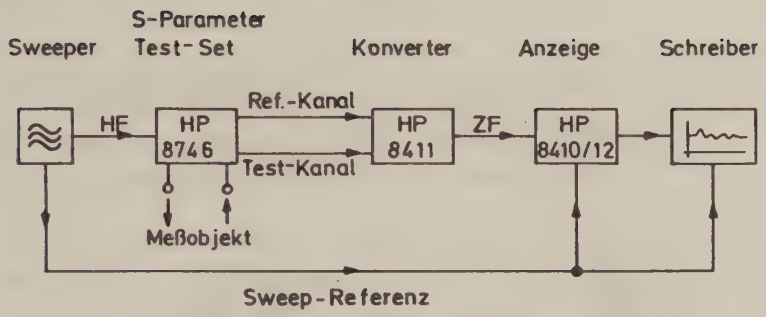


Bild 2.15 Zweikanalmeßplatz für Transmissions- und Reflexionsmessungen

teile des hierbei verwendeten Zweikanal-Meßprinzips (Test- und Referenzkanal) sind die von Leistungsschwankungen des Meßsenders unabhängige Funktionsweise und Meßgenauigkeit.

Die Testanordnung ist nach Bild 2.16 aufgebaut. Ein- und Auskopplung der magnetostatischen Oberflächenwelle erfolgen durch am Ende kurzgeschlossene Streifenleitungen (Streifenleitungswandler, Breite b = 100 µm) auf 0,635 mm dicker AL_2O_3-Keramik. Diese Streifenleitungen verbreitern sich in Richtung Ein- und Ausgang allmählich auf b = 0,6 mm (Z_L = 50 Ω), ihr Abstand wurde zu l = 7 mm gewählt im Vergleich zum 20 mm langen YIG-Film. Der zu untersuchende YIG-Film liegt unmittelbar, bzw. im Fall schwacher Ankopplung durch eine dielektrische Zwischenschicht getrennt, auf den Streifenleitungen im Bereich des Kurzschlusses und wird durch ein in der Filmebene liegendes und transversal zur Ausbreitungsrichtung der Oberflächenwelle weisendes statisches Magnetfeld B_o bis zur Sättigung vormagnetisiert.

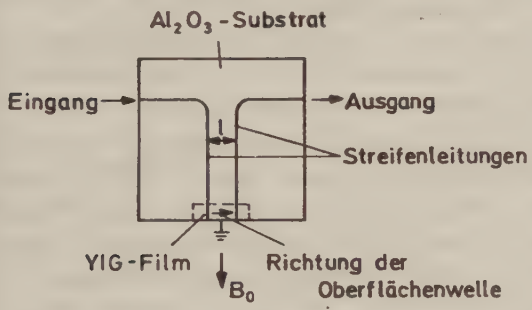


Bild 2.16 Testanordnung für Transmissions- und Reflexionsmessungen

Bild 2.17 zeigt die Untersuchung des <u>Existenzbereiches</u> einer magnetostatischen Oberflächenwelle auf einem s = 20 µm dicken YIG-Film für zwei verschiedene Vormagnetisierungen B_o. Wie theoretisch be-

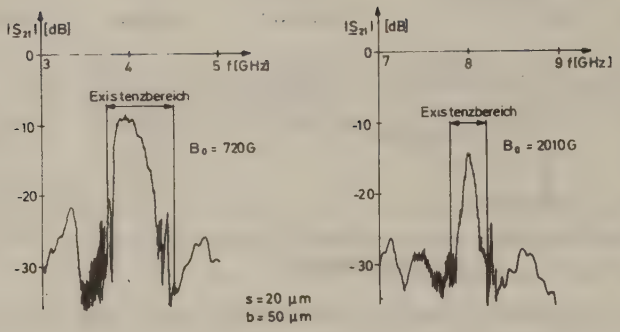


Bild 2.17 Transmissionsverhalten eines YIG-Films

reits angegeben (s. Kap. 2.2.2) wird der Existenzbereich mit wachsender Frequenz immer schmaler. Dabei zeigt es sich, daß der theoretische Existenzbereich selbst nur zu einem Teil ausgenutzt werden kann (< 50 %). Die Einengung des Existenzbereiches und auch die Transmissionsverluste haben ihre Ursache in den frequenzabhängigen Wandlerverlusten durch Fehlanpassung (s. Kap. 3.2) und den Dämpfungsverlusten im YIG-Film durch die von Null verschiedene Linienbreite ΔH (s. Kap. 2.2.4). Vor allem auf sehr dünnen YIG-Filmen (einige µm) bereitet die Anregung und Ausbreitung magnetostatischer Oberflächenwellen große Schwierigkeiten. Dabei ist der Bereich nahe der oberen Grenzfrequenz durch die mit der Frequenz anwachsenden Ausbreitungsverluste bei gleichzeitig absinkendem Wandlerwirkungsgrad besonders kritisch. Experimente mit 100 µm dicken einkristallinen Dünnschliffen bei vergleichbaren Bedingungen führten demgegenüber teilweise zu Transmissionsverlusten von nur 4 - 5 dB (hier 10 - 13 dB).

Der Amplitudenripple in den Transmissionskurven - in Bild 2.17 nur schwach, wesentlich ausgeprägter in dicken YIG-Filmen - wird durch die endliche Länge des Films (Reflexionen an den Filmenden) verursacht. Nähere Untersuchungen dazu sowie die Beseitigung dieser Störungen durch Wellenabsorber werden im Kap. 3.6.4 behandelt.

Die Bestimmung der <u>Linienbreite ΔH</u> von YIG-Kristallen erfolgt gewöhnlich durch das Hohlraumresonatorverfahren oder das Reflexions-Absorptionsverfahren [34]. Die Linienbreite ergibt sich dann aus den 3 dB-Punkten der Resonanz- bzw. Absorptionskurve. Beide Verfahren erfordern jedoch einen aufwendigen Meßaufbau, da die absorbierte

Energie durch die volumenmäßig kleinen YIG-Proben sehr klein ist und, insbesondere bei hochwertigen YIG-Proben, die Meßfrequenz wegen ihres empfindlichen Einflusses auf das Resonanz- bzw. Absorptionsverhalten hochstabil gehalten werden muß.

In Verbindung mit der Untersuchung magnetostatischer Oberflächenwellen auf dünnen YIG-Filmen ist aber eine Bestimmung der Linienbreite über eine Messung der Dämpfungsverluste der Oberflächenwelle der meßtechnisch einfachere Weg. Der Zusammenhang zwischen Dämpfung und Linienbreite ergibt sich dann aus einer Darstellung wie in Bild 2.9; s. auch Kap. 2.2.4. Bild 2.18 zeigt die Meßanordnung zur Bestimmung der Dämpfungsverluste.

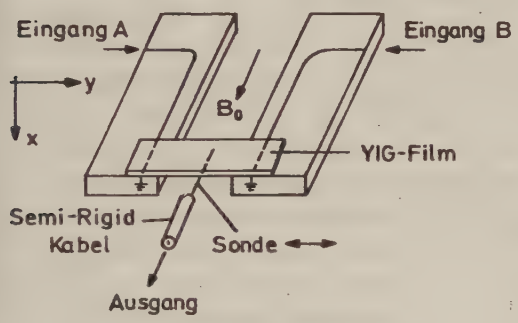


Bild 2.18 Meßanordnung zur Bestimmung der Dämpfungsverluste der Oberflächenwelle

Die Anregung der sich in y-Richtung auf der Unterseite des YIG-Films ausbreitenden Oberflächenwelle erfolgt durch eine kurzgeschlossene Streifenleitung über den HF-Eingang A. Die in der Filmebene in y-Richtung verschiebbare Meßsonde, gebildet aus einem Semi-Rigid-Kabel mit einem verlängerten Innenleiter (100 µm Durchmesser), tastet das Feld der Oberflächenwelle ab. Da insbesondere bei sehr dünnen YIG-Filmen das Feld außerhalb des Films sehr steil abfällt, hängt die erreichte Meßgenauigkeit ganz empfindlich von der Parallelität zwischen Filmebene und Ebene der Sondenverschiebung ab. Eine nicht parallele Sondenverschiebung läßt sich vollständig eliminieren, wenn zusätzlich zur Messung über Eingang A eine Messung über Eingang B bei Umpolung des statischen Magnetfeldes vorgenommen wird, da so die Wellenausbreitung in umgekehrter Richtung (-y) erfolgt. Der Mittelwert der beiden Einzelmessungen liefert dann den wirklichen Feldabfall längs y. Ein Einfluß der Sonde auf das Meßergebnis ist nicht zu erwarten, da die Sonde nur schwach an die Oberflächenwelle angekoppelt werden muß und Sondendurchmesser und -anpassung bei dieser Relativmessung ohne Bedeutung sind.

Bild 2.19 zeigt den so ermittelten Dämpfungsverlauf an einem 20 µm dicken YIG-Film. Die zugehörige Linienbreite ergibt sich durch Auswertung von Gl. 2.19 über eine Darstellung wie in Bild 2.9 zu ca. 1.35 Oe.

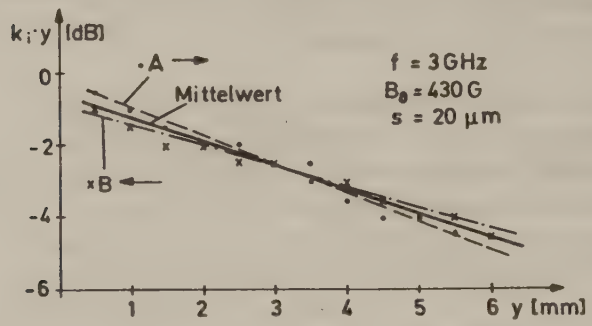


Bild 2.19 Dämpfungsverlauf an einem 20µm dickem YIG-Film

Die Kenntnis der Linienbreite und damit der Ausbreitungsdämpfung gestattet es nun, bei der Oberflächenwellenspeisung eines Arrays die Strahlungsdämpfung (= ausgekoppelte und abgestrahlte Energie) von der Ausbreitungsdämpfung (= Verluste im YIG-Film) zu trennen. Dies kann z.B. mit der Anordnung nach Bild 2.20 geschehen, einer Erweiterung der Testanordnung nach Bild 2.16 auf 5 Ausgangswandler, jeweils in Abständen von 0,5 mm nebeneinanderliegend.

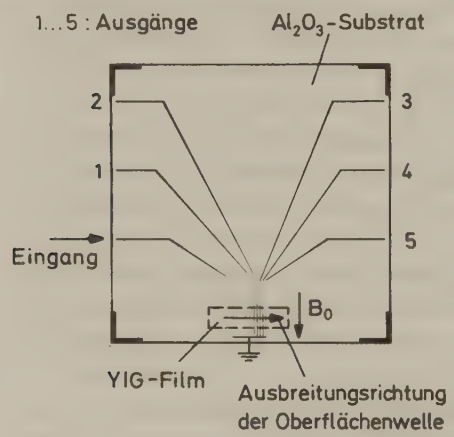


Bild 2.20 Testanordnung mit 5 Ausgangswandlern

Die durchgezogene Meßkurve in Bild 2.21 gibt den an den einzelnen Ausgängen gemessenen Pegelverlauf an. Berücksichtigt man jedoch die vorher gemessene Ausbreitungsdämpfung (strichlinierte Kurve), dann gibt die strichpunktierte Kurve den ausgekoppelten Anteil an. Bild 2.21 macht auch deutlich, daß zur Speisung eines Arrays mit z.B. homogener Amplitudenbelegung - d.h. gleiche Pegel an allen Ausgängen - die einzelnen Wandler zunehmend stärker an die Oberflächenwelle angekoppelt werden müssen, um Strahlungs- und Ausbreitungsdämpfung zu kompensieren.

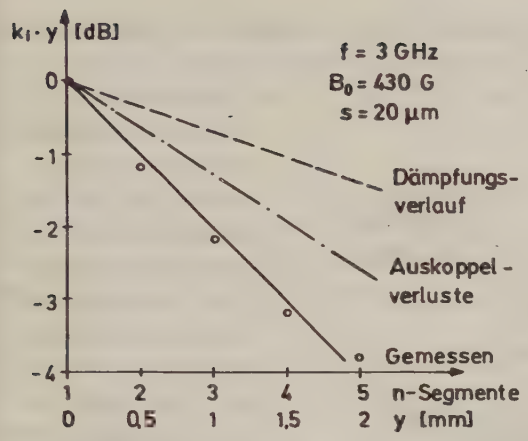


Bild 2.21 Dämpfungsverlauf an einem 20µm dickem YIG-Film mit diskreten Wandlern gemessen

Die Untersuchung der vom YIG-Film maximal übertragbaren Leistung bis zum Auftreten von Sättigungserscheinungen durch Anregung von ω/2 Spinwellen ist für f = 3 GHz in Bild 2.22 dargestellt. Abhängig von der Filmdicke s wird der Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Eingangsleistung bei z.B. $P_{ein} \approx 10$ µW (s = 20 µm) oder $P_{ein} \approx 50$ µW (s = 100 µm) nichtlinear. Unter Berücksichtigung der Filmbreite von 3 mm lag die kritische Leistungsdichte P_q als Mittelwert aller untersuchter Filme bei etwa 10 ± 5 mW/cm². Dieser Wert läßt nach Bild 2.12 eine Linienbreite in der Größenordnung von 1 Oe erwarten, wie es auch die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente bestätigt haben. Aus den ermittelten Werten folgt ferner, daß bei einer maximalen Filmdicke von 100 µm und typischen Filmbreiten von einigen Millimetern höchstens Leistungen von 0,1 mW durch magnetostatische Oberflächenwellen übertragen werden können.

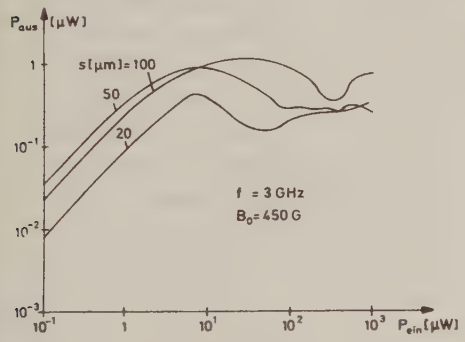


Bild 2.22 Sättigungserscheinungen in YIG-Filmen durch Anregung von Spinwellen

Da ω/2-Spinwellen nur bis zu einer Frequenz von ca. 4,5 GHz gleichzeitig mit magnetostatischen Oberflächenwellen existenzfähig sind [35], gelten diese Einschränkungen nur für den Bereich f < 4,5 GHz. Experimente bei f = 6 GHz zeigten bis zur maximal untersuchten Leistung von 20 mW keine Nichtlinearitäten.

Die Anregung von Spinwellen bei Frequenzen f < 4,5 GHz kann auch durch Messung des Transmissionsfaktors in Abhängigkeit von der Frequenz nachgewiesen werden (Bild 2.23). Im vorliegenden Fall eines 20 µm dicken und 3 mm breiten YIG-Films ist der Transmissionsfaktor $|\underline{S}_{21}|$ bis zu einer Leistung von etwa 10 µW nahezu amplitudenunabhängig. Mit darüber hinaus anwachsender Leistung steigen die Transmissionsverluste durch Spinwellenabsorption stark an (z.B. 30 µW, 100 µW), wobei insbesondere schließlich bei 300 µW deutliche Spinwellenresonanzeinbrüche sichtbar werden.

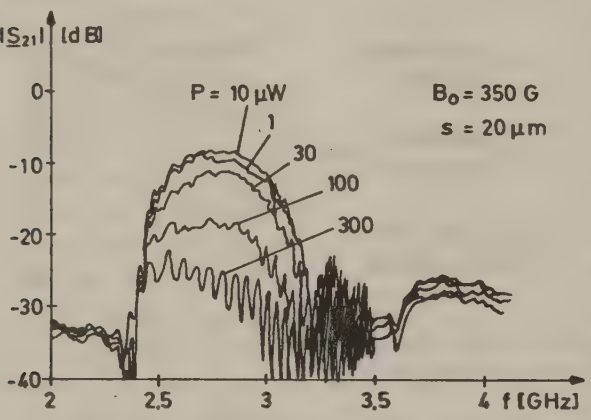


Bild 2.23 Transmissionsverhalten eines YIG-Films bei höheren Leistungen (Sättigungsbereich)

3. Oberflächenwellengespeiste Strahleranordnungen

3.1 Grundlagen

Wie aus Kap. 2 hervorgeht, sind Oberflächenwellenbauelemente aus Ferritfilmen stets planare Anordnungen in Substrattechnik. Damit liegen ideale technologische Voraussetzungen zur Speisung planarer Strahleranordnungen mit magnetostatischen Oberflächenwellen vor.

In dieser Arbeit werden vorzugsweise $\lambda/2$-Resonatoren in Streifenleitungstechnik behandelt, aber auch die Einsatzmöglichkeiten anderer planarer Strahler wie $\lambda/2$-Dipole, Schlitzleitungsresonatoren und -hörner werden untersucht. Einkopplung und Anpassung an diese Strahler erfolgen durch eine Mikrostreifenleitung, die unmittelbar durch die magnetostatische Oberflächenwelle gespeist wird. Eine direkte Einspeisung der Oberflächenwelle in die Einzelstrahler eines Arrays ist experimentell nicht möglich, da z.Z. noch keine entsprechend großen YIG-Filme hergestellt werden können (z.Z. $l_{max} < 25$ mm).

Die Verkopplung zwischen magnetostatischer Oberflächenwelle und Mikrostreifenleitung bzw. Antenne ist demnach die erste zu untersuchende Fragestellung im Hinblick auf die Realisierung eines Arrays mit vorgegebener Amplituden- und Phasenbelegung. Dazu wird im nachfolgenden Abschnitt 3.2 ein Leitungs- und ein S-Parameterersatzschaltbild angegeben. Nach der Behandlung der Eigenschaften planarer $\lambda/2$-Resonatoren im Abschnitt 3.3 werden im Abschnitt 3.4 Oberflächenwellengespeiste Arrays untersucht. Dabei erlaubt die magnetfeldabhängige Phasengeschwindigkeit der magnetostatischen Oberflächenwelle ein elektronisch einstellbares Schwenken der Strahlungskeule eines Arrays, während die gewünschte Amplitudenbelegung durch die geometrische Gestaltung der Koppelstellen Streifenleitungen bzw. Strahlerelemente - Oberflächenwelle realisiert wird. Nach einem kurzen Vergleich verschiedener planarer Strahlerelemente in Abschnitt 3.5 schließt dieses Kapitel mit experimentellen Untersuchungen in Abschnitt 3.6. Wichtigstes Ergebnis ist dabei die Realisierung oberflächenwellengespeister Arrays für das S- bzw. C-Band.

3.2 Verkopplung Streifenleitung - magnetostatische Oberflächenwelle

3.2.1 Leitungsersatzschaltbild

Betrachtet man das Feldlinienbild einer magnetostatischen Oberflächenwelle (s. Bild 2.11), dann erkennt man die gute Feldanpassung an das Feld einer Mikrostreifenleitung [36] und damit eine starke Verkopplungsmöglichkeit, wenn die Streifenleitung in Richtung der kleinen transversalen elektrischen Feldkomponente der Oberflächenwelle weist. Zur Beschreibung der Verkopplung wird das Modell nach Bild 3.1 benutzt.

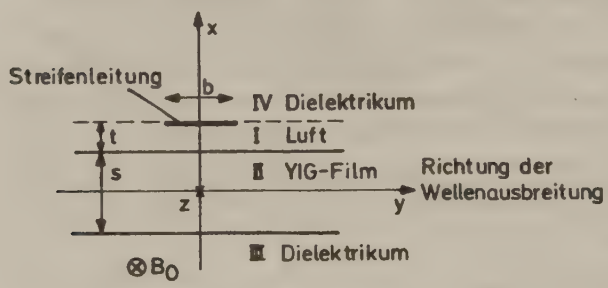


Bild 3.1 Modell einer Koppelstelle (Streifenleitungswandler)

Eine als unendlich dünn angenommene Streifenleitung der Breite b befindet sich im Abstand t über einem verlustfreien YIG-Film mit der Dicke s, der in z-Richtung durch ein statisches Magnetfeld B_o vormagnetisiert und gesättigt ist. Die Streifenleitung habe einen gleichmäßigen Strombelag der Größe $j_z = I_o/b$. Für den Sonderfall $t = 0$, d.h. starke Kopplung durch den unmittelbaren Kontakt zwischen Streifenleitung und YIG-Film, wird in [10] die Kopplung berechnet und durch einen äquivalenten Ersatzwiderstand beschrieben. Im Hinblick auf die Speisung eines Arrays, wo mehrere Streifenleitungen der Oberflächenwelle nacheinander Energie entziehen, ist aber eine lose Kopplung notwendig, so daß hier die Streifenleitung im Abstand t angeordnet wird. Der äquivalente Ersatzwiderstand Z_R [Ω/m] wird in Analogie zum Strahlungswiderstand einer Antenne definiert.

Mit dem Ansatz

$$P_{ges} = \frac{1}{2} \cdot I_o^2 \cdot Z_R \,, \qquad (3.1)$$

wobei P_{ges} die von der Oberflächenwelle transportierte Leistung (Leistungstransport erfolgt nur in ± y-Richtung!) je Filmbreite

ΔZ ist (s. Gl. 2.28), kann für Z_R geschrieben werden:

$$Z_R = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_Z \cdot H_x^* \, dx}{I_o^2} \tag{3.2}$$

Mit den Ansätzen für eine magnetostatische Oberflächenwelle in den Raumbereichen I bis IV und der Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen werden Strombelag der Streifenleitung und Feldstärken der Oberflächenwelle miteinander verknüpft. Die Ansätze für das magnetische Skalarpotential ψ der Oberflächenwelle lauten (vergl. 2.8):

$$\begin{aligned} \psi^i &= [A^i \sin(k_x^i x) + B^i \cos(k_x^i x)] e^{j \cdot k_y \cdot y} && \text{mit } i = I, II \\ \psi^i &= C^i \, e^{k_x^i x} \, e^{j \cdot k_y y} && \text{mit } i = III \\ \psi^i &= C^i \, e^{-k_x^i x} \, e^{j \cdot k_y y} && \text{mit } i = IV \end{aligned} \tag{3.3}$$

Als Randbedingungen werden wie bisher Stetigkeit der Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke H und der Normalkomponente der magnetischen Flußdichte B gefordert. Zusätzlich ist H_{tan} nicht stetig durch den Strombelag $j_Z = I_o/b$ an der Stelle $x = s/2 + t$ im Bereich $|y| < \frac{b}{2}$.

Die Frequenzabhängigkeit des Strombelages erhält man durch die Fourier-Transformation

$$I(k_y) = \int_{-b/2}^{+b/2} j_Z \, e^{-j \cdot k_y y} \, dy = I_o \frac{\sin(\frac{1}{2} b k_y)}{(\frac{1}{2} b k_y)} \tag{3.4}$$

3.4 sagt aus, daß der Strombelag nur dann als annähernd frequenzunabhängig betrachtet werden kann, wenn die Breite b der Streifenleitung klein gegenüber der Wellenlänge der magnetostatischen Oberflächenwelle ist. Diese Aussage behält ihre Gültigkeit auch dann, wenn man als Strombelag keinen gleichmäßigen, sondern einen der Realität entsprechenden zum Rand hin ansteigenden Strombelag annimmt. Endliche Leitfähigkeit und Dicke der Streifenleitung begrenzen den Strom-

anstieg am Rand [37], so daß der Verlauf des Strombelags durch eine cosh-Funktion approximiert werden kann. Eine Fourier-Transformation dieses Strombelages führt zu einem der Gleichung 3.4 analogen Ergebnis, wobei der Grenzfall eines kleinen Arguments der cosh-Funktion ($|\arg| \ll 1$) unmittelbar Gleichung 3.4 ergibt. Hierzu durchgeführte Experimente bestätigen die Gültigkeit der gemachten Annahmen (s. Kap. 3.6).

Unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen lassen sich die Potentialansätze aus Gl. 3.3 und damit auch alle Feldgrößen schließlich auf folgende Produktform bringen

$$\psi^i = \psi_o^i \cdot e^{-k_y t} \qquad \text{mit } i = \mathrm{I},\ldots,\mathrm{IV} \tag{3.5}$$

Dabei ist ψ_o^i die Potentialverteilung im i-ten Raumbereich, die sich bei vorgegebener Strombelegung dann einstellt, wenn sich die Streifenleitung am Ort $t = 0$ befindet. Der Abstand t tritt ausschließlich im Faktor $e^{-k_y t}$ auf, d.h. die Verkopplung zwischen Strombelag und den Feldgrößen nimmt mit wachsendem t exponentiell ab. Damit ist die gesuchte Abhängigkeit gefunden, so daß der äquivalente Ersatzwiderstand Z_R unmittelbar in Verbindung mit Gl. 43 in [10] angegeben werden kann:

$$Z_R^{\pm} = R_R^{\pm} = \frac{\mu_o \omega}{2} \underbrace{\left[\frac{\sin \frac{1}{2} b k_y}{\frac{1}{2} b k_y}\right]^2}_{\text{Streifenleitung}} \underbrace{\frac{(1+\chi)}{k_y s[(\kappa \mp 1)^2 - (1+\chi)^2]}}_{\text{YIG-Film}} \underbrace{e^{-2k_y t}}_{\text{Abstand}} \tag{3.6}$$

Für verlustfreie Ferrite ist Z_R stets reell und hat zwei Lösungen wegen der nichtreziproken Eigenschaften des Ferrits. Da $R_R^+ \gg R_R^-$ ist die nach rechts auf der Oberseite des Ferritfilms laufende Welle wesentlich stärker mit der Streifenleitung verkoppelt als die nach links auf der Unterseite des Films laufende Welle. Daher ist die hier untersuchte Anordnung als nicht bidirektional anzusehen und hat nicht die typischen 3 dB Verluste von Wandlern auf reziproken Medien.

Das Verhältnis von R_R^+ zu R_R^- ist proportional zum Verhältnis der transportierten Leistungen der Oberflächenwellen P^+/P^- und hängt

vom gewählten Arbeitpunkt ab, d.h. bei vorgegebener Frequenz von der Vormagnetisierung B_o (Bild 3.2).

Bild 3.2 zeigt, daß bei geschickter Wahl des Arbeitspunktes nahezu ausschließlich die gewünschte Oberflächenwelle angeregt wird (Entkopplung typisch 10 - 20 dB). Aus Gleichung 3.6 geht hervor, daß das Verhältnis P^+/P^- durch Wahl des Abstandes t der Streifenleitung nicht beeinflußt werden kann, da beide Leistungen proportional dem Faktor $e^{-2k_y t}$ sind. Bild 3.2 wird auch physikalisch verständlich durch Vergleich mit der Potentialverteilung in Bild 2.10. Das Verhältnis P^+/P^- ist offensichtlich am größten bei kleinen Phasengeschwindigkeiten, weil dann die beiden Oberflächenwellen ihre Energie auf jeweils eine Seite des Ferritfilms konzentrieren.

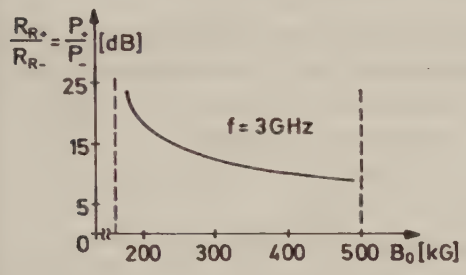


Bild 3.2 Leistungsverhältnis der von der Koppelstelle in +y und -y-Richtung angeregten Oberflächenwellen

Durch die angeregte Oberflächenwelle wird die Streifenleitung im Bereich des YIG-Kristalls bedämpft. Um eine starke Wechselwirkung zwischen Streifenleitung und Oberflächenwelle zu erzielen, wird die Streifenleitung kurzgeschlossen und der YIG-Kristall direkt am Kurzschluß angeordnet (s. Bild 3.3). Eine prinzipiell gleichwertige und technologisch einfachere Anordnung ist die leerlaufende Streifenleitung mit dem YIG-Kristall im Abstand $\lambda/4$ vor dem offenen Leitungsende, doch ist diese Lösung schmalbandig gegenüber dem beliebig breitbandigen Kurzschlußfall.

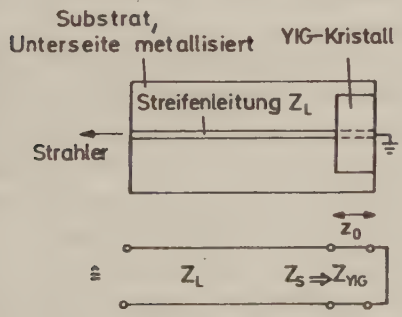


Bild 3.3 Leitungsersatzschaltbild einer Koppelstelle

Ist Z_{YIG} der Wellenwiderstand der YIG-belasteten Streifenleitung [38] und $I(z) = I_o \cdot e^{-\alpha z}$ der Ansatz für den Strom auf der Streifenleitung, dann ergibt eine Energiebilanzrechnung zwischen Streifenleitung und magnetostatischer Ober-

flächenwelle folgenden Zusammenhang zwischen der Dämpfungskonstanten α und dem äquivalenten Ersatzwiderstand R_R:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{R_R}{Z_{YIG}} \tag{3.7}$$

Die Streifenleitung "sieht" damit in der einen Richtung die Eingangsimpedanz Z_A eines Strahlerelementes und in der anderen Richtung die Eingangsimpedanz Z_s der YIG-belasteten Streifenleitung. Z_s berechnet sich mit Hilfe der Leitungsgleichungen zu

$$Z_s = R_s + jX_s = Z_{YIG} \cdot \tanh\,[(\alpha + j\beta) z_o] \tag{3.8}$$

mit z_o = Breite des YIG-Kristalls

β = Phasenkonstante der YIG-belasteten Streifenleitung [38]

Eine Auswertung von Gl. 3.8 im Smith-Diagramm für $0 < z_o < \lambda/2$ zeigt (s. Bild 3.4), daß die Koppelstelle prinzipiell an den Wellenwiderstand Z_L der Streifenleitung angepaßt werden kann - wenn nur der Film genügend breit ist (z.B. $z_o = \lambda/2$) oder die Kopplung, hier ausgedrückt durch die Dämpfungskonstante α, genügend stark ist (z.B. $\alpha = 2/\lambda$). Andererseits erkennt man, daß z.B. zur Speisung eines Arrays auch eine beliebig kleine Kopplung eingestellt werden kann. Eine sinnvolle obere Grenze für die Breite z_o des YIG-Kristalls ist - wie in Bild 3.4 dargestellt - $z_o = \lambda/2$, wenn hier λ die Wellenlänge auf der YIG-belasteten Streifenleitung ist. Im Falle $z_o > \lambda/2$ ist Mehrmodenausbreitung der magnetostatischen Oberflächenwelle mit unterschiedlichen Wellenzahlen möglich [39], was eine phasenreine Auskopplung der Oberflächenwelle verhindert.

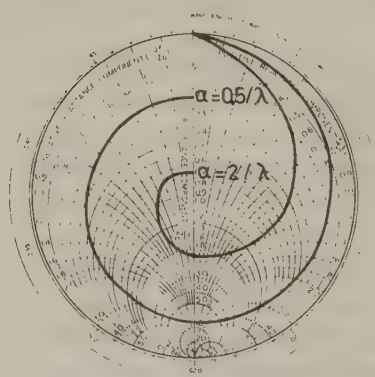


Bild 3.4 Eingangsimpedanz eines Streifenleitungswandlers bei Darstellung im Smith-Diagramm

Im Fall des Resonanzbetriebs, $z_o = n \cdot \lambda/4$ mit $n = 1,2,3,\ldots$, ist Z_s rein reell.

$$\text{Z.B. } n = 1,\ z_o = \lambda/4: \quad Z_s = R_s = \frac{R_R}{2\alpha} \frac{\sinh\left(\alpha \frac{\lambda}{2}\right)}{\left[\cosh\left(\alpha \frac{\lambda}{2}\right) - 1\right]} \tag{3.9}$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stehenden YIG-Filme mit Breiten von $2{,}5 < z_o < 5$ mm gilt für Frequenzen bis in das C-Band jedoch $z_o \ll \lambda$. Dann können folgende Näherungen angegeben werden:

$$R_s = \frac{R_R}{2} \cdot z_o \qquad X_s = R_s \frac{\beta}{\alpha} \tag{3.10}$$

Wegen der fast vollständigen Entkopplung von Hin- und rücklaufender Welle (Bild 3.2) wird zukünftig vereinfachend angenommen, $R_s \approx R_s^+$ und $X_s \approx X_s^+$, so daß für den Wandler in Bild 3.3 unter Hinzunahme der Eigenschaften eines Strahlerelements folgendes Leitungsersatzschaltbild angegeben werden kann (Bild 3.5):

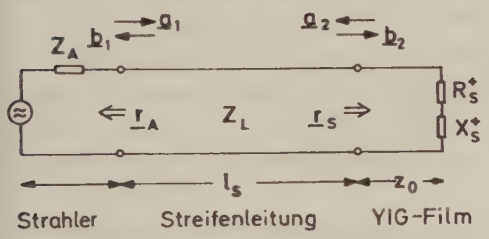


Bild 3.5 Leitungsersatzschaltbild eines oberflächenwellengespeisten Strahlerelements

Die Größen $\underline{a}$ und $\underline{b}$ kennzeichnen die ein- und auslaufenden Wellengrößen, $\underline{r}_A$ und $\underline{r}_s$ sind die Reflexionsfaktoren zwischen Streifenleitung und Antenne bzw. YIG-Film. Ist $|\underline{a}_1|^2$ die im Empfangsfall von der Antenne angebotene Leistung, dann wird lediglich der Anteil $|\underline{b}_2|^2 - |\underline{a}_2|^2$ in die magnetostatische Oberflächenwelle übergeführt. Das Verhältnis dieser Leistungen berechnet sich für $l_s = 0$ (direkte Einspeisung in ein Strahlerelement) zu:

$$\frac{|\underline{b}_2|^2 - |\underline{a}_2|^2}{|\underline{a}_1|^2} = \frac{[1-|\underline{r}_A|^2]\,[1-|\underline{r}_s|^2]}{|1-\underline{r}_A\,\underline{r}_s|^2} \tag{3.11}$$

$$\text{mit } \underline{r}_A = \frac{Z_A - Z_L}{Z_A + Z_L} \quad \text{und} \quad \underline{r}_s = \frac{Z_s^+ - Z_L}{Z_s^+ + Z_L}$$

Gleichung 3.11 ist symmetrisch bezüglich $\underline{r}_A$ und $\underline{r}_s$. Damit kommt die Reziprozität zum Ausdruck, d.h. die Identität der Impedanzen Z_A und Z_s^+ im Sende- bzw. Empfangsfall.

Eine Auswertung von Gl. 3.11 für den Sendefall ist in Bild 3.6 vorgenommen worden. Dargestellt ist für den Fall schwacher Ankopplung an die Oberflächenwelle ($\underline{r}_s = -0{,}95$) die abgestrahlte Leistung $|\underline{b}_1|^2 - |\underline{a}_1|^2$ in % der angebotenen Leistung $|\underline{a}_2|^2$ in Abhängigkeit von der normierten Länge l_s/λ_ε der Streifenleitung, wobei als Parameter drei unterschiedliche Werte für die Anpassung des Strahlerelements angenommen werden.

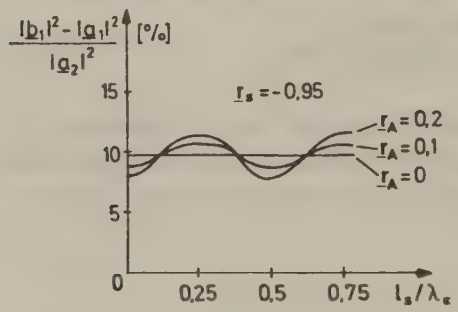


Bild 3.6 Einfluß einer Fehlanpassung des Strahlerelements auf die abgestrahlte Leistung

Bild 3.6 zeigt, daß nur im Fall der Anpassung des Strahlerelements an die Streifenleitung die abgestrahlte Leistung unabhängig von der Leitungslänge l_s ist, in allen anderen Fällen ergibt sie sich aus den Transformationseigenschaften der Leitung und schwankt zwischen zwei Extremwerten. Dies gilt auch für beliebig komplexwertige Reflexionsfaktoren, es kommt dann lediglich zu einer horizontalen Verschiebung der Kurven in Bild 3.6 entsprechend den Phasenlagen von $\underline{r}_A$.

Aus dieser Diskussion folgt, daß der Fall $l_s = 0$, d.h. direkte Einspeisung anzustreben ist. Man vermeidet nicht nur die transformierende Wirkung der Streifenleitung (Amplitude und Phase werden verändert), sondern erzielt einen verlustarmen kontinuierlichen Übergang von der Speise- in die Strahlungszone.

3.2.2 S-Parameter Ersatzschaltbild

Im Hinblick auf die Speisung einer Strahlergruppe (Kettenschaltung) ist der Übergang auf ein S-Parameter Ersatzschaltbild zweckmäßig (s. Bild 3.7). Der Zweig von Tor 1 nach Tor 2 beschreibt die Ausbreitung der magnetostatischen Oberflächenwelle auf dem Ferritfilm, Tor 3 stellt eine Anzapfung dar, die dieser langsam driftenden Oberflächenwelle einen Teil ihrer Energie entzieht und ein einzelnes Strahlerelement versorgt. Unter folgenden beiden Annahmen: a) schwa-

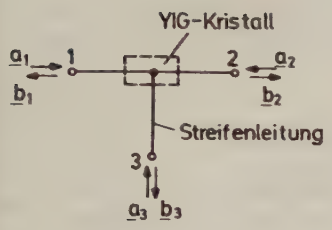


Bild 3.7 S-Parameter Ersatz-Schaltbild einer Koppelstelle

che Ankopplung des Tores 3 und b) die Verzweigung erfolge verlustlos, kann die Streumatrix (S') dieses 3-Tores angegeben werden. Aus Annahme a) folgt unmittelbar $\underline{S}_{11} = 0$, Annahme b) wird durch die Unitaritätsbedingung eingeführt [40]:

$$\sum_{i=1}^{n} \underline{S}_{ik}\, \underline{S}_{ij}^{*} = \begin{cases} 1 \text{ für } k = j \\ 0 \text{ für } k \neq j \end{cases} \tag{3.12}$$

Damit ergibt sich die Streumatrix (S') zu

$$(S') = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \sqrt{1-|\underline{S}_{31}|^2} & 0 & |\underline{S}_{31}|\, e^{j\varphi_{31}} \\ |\underline{S}_{31}|\, e^{j\varphi_{31}} & 0 & \sqrt{1-|\underline{S}_{31}|^2}\, e^{j(2\varphi_{31} \pm \pi)} \end{bmatrix} \tag{3.13}$$

mit $|\underline{S}_{31}| = \sqrt{1-|\underline{S}_{33}|^2}$ und $2\varphi_{31} = \varphi_{33} \pm \pi$

Den Übergang zum Leitungsersatzschaltbild findet man durch die Zuordnung

$$\underline{r}_s = \underline{S}_{33} = \frac{R_s^+ + jX_s^+ - Z_L}{R_s^+ + jX_s^+ + Z_L} \tag{3.14}$$

Damit können sämtliche Matrixelemente berechnet werden.

Ist der an das Tor 3 anzuschließende Strahler fehlangepaßt, dann kommt es zu einer störenden Rückwirkung auf die Oberflächenwelle. Wegen der Ähnlichkeit der Matrix (S') mit der Streumatrix eines linksdrehenden Zirkulators kann das Verhalten der Koppelstelle entsprechend interpretiert werden. Eine Fehlanpassung an Tor 3 wirkt sich ausschließlich an Tor 2 aus, Tor 1 ist entkoppelt. Das Verhältnis der Leistung der Oberflächenwelle nach der Koppelstelle zur Leistung vor der Koppelstelle kann in Abhängigkeit vom Koppelfaktor $\underline{S}_{31}$ und dem Reflexionsfaktor $\underline{r}_A$ des Strahlerelements angegeben werden:

$$\left|\frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1}\right|^2 = \left|\underline{S}_{21} + \frac{\underline{r}_A \cdot \underline{S}_{31}^2}{1 - \underline{r}_A\,\underline{S}_{33}}\right|^2 \qquad (3.15)$$

mit $\underline{S}_{21}$ und $\underline{S}_{33}$ aus Gleichung 3.13.

Die Darstellung von Gl. 3.15 in Bild 3.8 gibt den 'worst case' wieder. Im allgemeinen wird das Verhältnis von $|\underline{b}_2|^2$ zu $|\underline{a}_1|^2$ zwischen den dargestellten Extremwerten liegen und hängt von der Phasenlage von $\underline{r}_A$ und der Länge l_s der Streifenleitung zwischen Tor 3 und dem Strahlerelement ab.

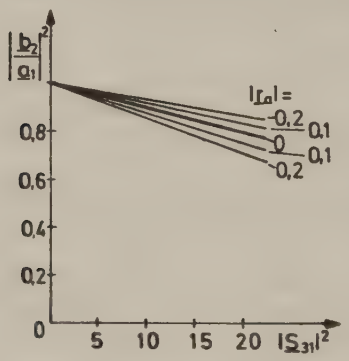


Bild 3.8 Einfluß einer Fehlanpassung des Strahlerelements auf die magnetostatische Oberflächenwelle

Je nach Größe des Koppelfaktors $\underline{S}_{31}$ ergibt sich die entsprechende Strombelegung eines Einzelstrahlers.

Es stehen nun einige Parameter zur Verfügung, mit deren Hilfe $\underline{S}_{31}$ über einen weiten Bereich variiert werden kann. Die drei wesentlichen Parameter sind:

a) Abstand t zwischen YIG-Kristall und Streifenleitung

Die Kopplung zwischen Streifenleitung und Oberflächenwelle nimmt nach Gleichung 3.6 entsprechend $e^{-2k_y t}$ ab. Experimente haben bestätigt, daß bei geeigneter Dimensionierung des Abstandes t weitgehend reflexionsfreie Ausbreitung der Oberflächenwelle bei noch gleichzeitig genügend großer Auskopplung möglich ist. Ein optimaler Wert für t liegt bei etwa dem 2 - 4 fachen Wert der YIG-Filmdicke s.

b) Relative Lage der Streifenleitung zum YIG-Kristall

Auf der kurzgeschlossenen bzw. leerlaufenden Streifenleitung bildet sich eine stehende Welle aus. Je nach Lage des YIG-Kristalls zwischen Stromknoten und Strombauch läßt sich der Koppelfaktor einstellen. Dies ist die technologisch einfachste Art, planare Antennenarrays wie in Kap. 3.4 vorgestellt, individuell zu speisen.

c) Breite b der Streifenleitung

Macht man $b \ll \lambda$, dann sind nach Gl. 3.6 Z_R und damit $|\underline{S}_{31}|$ maximal. Bei etwas größeren Werten b zu λ kann die 'Bandbreite' der Ankopplung bezüglich Frequenz- und Magnetfeldänderungen bei gleichzeitig geringerem Koppelfaktor erhöht werden (s. Bild 3.9). Experimente im Rahmen dieser Arbeit wurden größtenteils mit Streifenleitungen der Breite b = 50 µm durchgeführt.

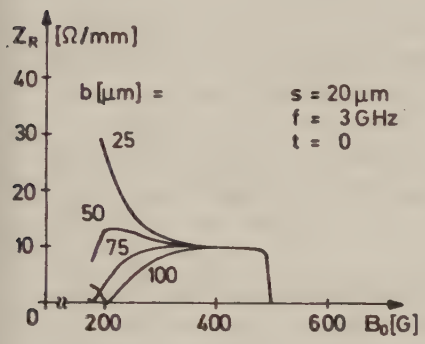


Bild 3.9 Ersatzwiderstand Z_R einer Koppelstelle in Abhängigkeit vom statischen Magnetfeld B_o

3.3 Planare λ/2-Resonatoren als Strahlerelemente

3.3.1 Strahlungscharakteristik, Gewinn

Ein planarer λ/2-Resonator ist ein niederohmiges Stück Streifenleitung der Breite w, dessen geometrische Länge etwa gleich der halben Wellenlänge einer TEM-Welle auf der Streifenleitung ist (Bild 3.10). Durch das dielektrische Substrat ist die Leitungswellenlänge λ_ε gegenüber der Freiraumwellenlänge λ_o entsprechend der Beziehung $\lambda_\varepsilon = \lambda_o/\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}$ verkürzt [36]. Die effektive Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{r,eff}$ berücksichtigt die Schichtanordnung Metallisierung ($\sigma \to \infty$)-Substrat-Luft und kann für den hier ausschließlich interessierenden Grundmode ($w, h < \lambda_\varepsilon/2$) näherungsweise angegeben werden:

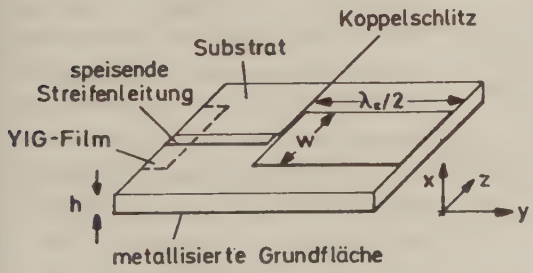


Bild 3.10 Planarer λ/2-Resonator

$$\varepsilon_{r,eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - 10\,\frac{h}{w}}} \qquad (3.16)$$

Ein typischer Wert für den Verkürzungsfaktor $\lambda_o/\lambda_\varepsilon$ bei Verwendung von Al_2O_3-Substrat ($\varepsilon_r = 10$) ist 2,5, wobei dieser Wert im technisch interessierenden Bereich $0{,}1 < w/h < 10$ nur gering von w/h abhängt. Demgegenüber ist der Wellenwiderstand Z_L einer Streifenleitung stark von den Querschnittabmessungen abhängig und liegt im betrachteten Fall zwischen 110 Ω (w/h = 0,1) und 10 Ω (w/h = 10).

Die Einspeisung in den Resonator erfolgt durch eine Streifenleitung, die Anpassung an den sehr hohen Strahlungswiderstand (s. Kap. 3.3.2) kann durch ein Leitungstransformationsstück erfolgen oder - wie hier bevorzugt, da platzsparender - kapazitiv durch einen Koppelschlitz.

Zur Berechnung der Strahlungscharakteristik faßt man den Resonator als Leitungsstück mit Stromknoten und Spannungsbauch an den Stirnseiten auf. Da nur diese zum Strahlungsfeld beitragen, ersetzt man die Feldstärke $\vec{E}_o$ in dieser Apertur h·w durch eine äquivalente magnetische Flächenstromdichte $\vec{M}$

$$\vec{M} = \vec{E}_o \times \vec{n} \qquad (3.17)$$

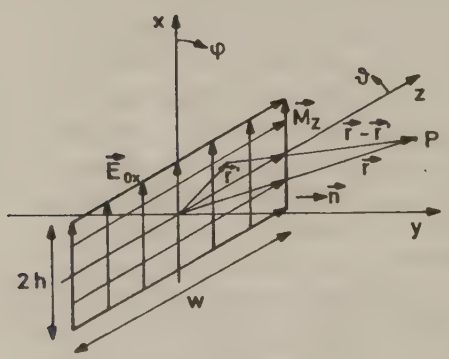


Bild 3.11 Modell einer strahlenden Apertur des λ/2-Resonators

und entfernt die als unendlich ausgedehnt angenommene metallisierte Grundfläche durch Einführung entsprechender Spiegelströme. Beschränkt man sich zunächst nur auf eine Stirnseite bzw. Apertur (entspricht offener Streifenleitung) und vernachlässigt das Streufeld am Aperturrand (d.h. homogene Belegung), dann kann mit dem Modell in Bild 3.11 das Strahlungsfeld berechnet werden.

Das elektr. Vektorpotential $\vec{F}$ ergibt sich durch die Integration

$$F_z = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{-w/2}^{+w/2} \int_{-h}^{+h} M_z(x',z') \; e^{jk(x' \cos\varphi \sin\vartheta + z' \cos\vartheta)} dx' dz'$$

zu
$$F_z = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} M_z \; 2 \; hw \; \frac{\sin a}{a} \frac{\sin b}{b} \quad ; \qquad (3.18)$$

mit $a = kh \cos\varphi \sin\vartheta$,

$b = k \frac{w}{2} \cos\vartheta$,

$k = \frac{2\pi}{\lambda_o}$.

Da stets gilt $h \ll \lambda_o$, ist $\frac{\sin a}{a} \approx 1$ und 3.18 vereinfacht sich entsprechend. Nach dem Übergang auf Kugelkoordinaten und der üblichen Fernfeldnäherung verbleiben als einzige Feldkomponenten einer Kugelwelle

$$E_\varphi = -jk \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} M \; 2 \; hw \frac{\sin b}{b} \sin\vartheta ,$$
$$H = -\frac{E_\varphi}{Z_o} . \qquad (3.19)$$

Häufig ist auch $w \ll \lambda_o$ (s. Bild 3.10), dann gilt ebenfalls $\frac{\sin b}{b} \approx 1$ und Gl. 3.19 beschreibt das Feld eines magn. Elementardipols mit Dipolachse in z-Richtung.

Die zweite strahlende Apertur des Resonators entspricht einem gleichphasigen und gleichgroßen magn. Dipol, deren Überlagerung schließlich das gesamte Feld des planaren Resonators ergibt:

$$E_\varphi = -jk \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} M \; 4 \; hw \frac{\sin b}{b} \sin\vartheta \cos\left[k \frac{\lambda_\varepsilon}{4} \sin\varphi \sin\vartheta\right] . \qquad (3.20)$$

Horizontal- und Vertikaldiagramme sind in normierter Form in Bild 3.12 für einige typische Substratmaterialien dargestellt. Allerdings erfolgt in der Praxis die Abstrahlung nur in einen Halbraum

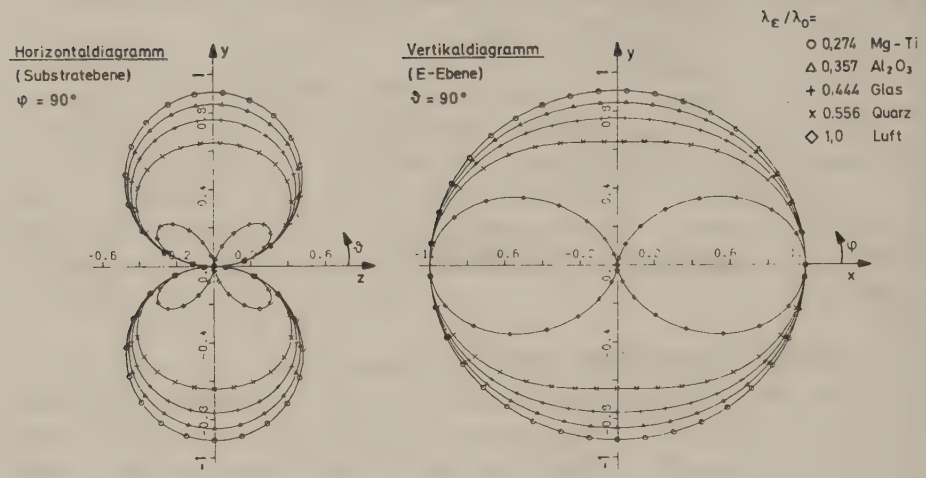


Bild 3.12 Horizontal- und Vertikaldiagramm eines λ/2-Resonators auf verschiedenen Substratmaterialien

(x > 0). Die Diagramme sind typisch für dicht nebeneinander angeordnete Dipolpaare: Geringe Bündelung (Halbwertsbreite $\Delta\vartheta$ etwa 90 - 120° im Horizontaldiagramm, nahezu Rundcharakteristik im Vertikaldiagramm) und Nullstellen ausschließlich in Richtung der Dipolachsen. Lediglich bei Luft als Dielektrikum ($\lambda_\varepsilon/\lambda_o = 1$) ist der Dipolabstand gleich $\lambda_o/2$; dieser 'elektrisch große' Resonator bündelt besser und hat zusätzliche Nullstellen im Strahlungsdiagramm.

Die größte Feldstärke tritt in Richtung senkrecht zur Substratebene auf (x-Richtung), weil sich beide Dipole nur hier gleichphasig überlagern, so daß diese Richtung als Hauptstrahlungsrichtung betrachtet wird.

Der <u>Gewinn G</u> des planaren λ/2-Resonators gegenüber einem isotropen Kugelstrahler berechnet sich zu

$$G = \frac{4\pi \; |E_\varphi|^2_{max}}{\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \int\limits_{\vartheta=0}^{\pi} |E_\varphi|^2 \sin\vartheta \; d\vartheta \; d\varphi} \qquad (3.21)$$

Untersucht man nur eine Apertur gemäß (3.19), dann ergibt sich der

Gewinn für $h, w \ll \lambda_o$ erwartungsgemäß zu $G = 1{,}5$ wie beim Hertzschen Dipol. Für den vollständigen Resonator folgt mit Gl. 3.20

$$G = \frac{4\pi}{\int_{\varphi=0}^{2\pi}\int_{\vartheta=0}^{\pi} [\frac{\sin b}{b}]^2 \sin^3\vartheta \cos^2[\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_o}\sin\varphi \sin\vartheta]\, d\vartheta\, d\varphi} \qquad (3.22)$$

Gleichung 3.22 löst man durch numerische Integration, der Gewinn g[dB] ist in Bild 3.13 in Abhängigkeit von der relativen Dielektrizitätszahl ε_r des Substratmaterials dargestellt, wobei der häufigste Fall $w \ll \lambda_o$ zu Grunde gelegt wurde. Bild 3.13 zeigt, daß der Gewinn für $\varepsilon_r = 1$ den Maximalwert von etwa 5,5 dB erreicht; mit wachsenden Werten für ε_r geht der Gewinn schließlich im Grenzfall ($\varepsilon_r \to \infty$) auf 1,5 entsprechend 1,76 dB zurück. Das ist gerade dann der Fall, wenn die Abmessungen des Resonators gegen Null gehen (Hertzscher Dipol). Zum Vergleich wurde in Bild 3.13 zusätzlich der Verkürzungsfaktor $\lambda_o/\lambda_\varepsilon$ eingetragen. Wie man sieht, stellt Al_2O_3 einen guten Kompromiß zwischen Gewinn und erreichter Miniaturisierung dar, weshalb dieses Material - neben seinen anderen Vorteilen - vorzugsweise Verwendung findet.

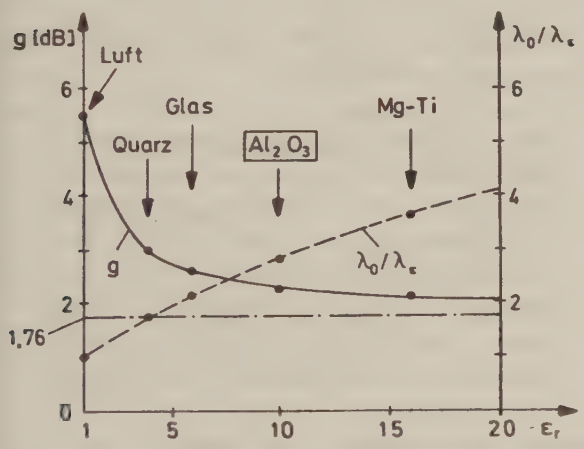


Bild 3.13 Gewinn und Verkürzungsfaktor eines λ/2-Resonators in Abhängigkeit von der Dielektrizitätszahl des Substrates

3.3.2 Eingangsimpedanz, Bandbreite

Den Realteil der Eingangsimpedanz Z_A, den Strahlungswiderstand R_A, bestimmt man in der für einen magnetischen Dipol üblichen Weise durch den Ansatz $P_{ab} = |U|^2/R_A$. Dabei ist $U = 1/\sqrt{2}\cdot E_{ox}\cdot 2h$ die ef-

fektive Spannung über der Apertur und P_{ab} die von der Antenne abgestrahlte Wirkleistung.

Mit

$$P_{ab} = \frac{1}{2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \frac{|E_\varphi|^2}{Z_o} r^2 \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \tag{3.23}$$

und Beschränkung auf zunächst nur eine Apertur (Offene Streifenleitung) folgt für den Strahlungswiderstand R_A' in guter Näherung:

$$R_A' \; [\Omega] = 180 \left[\frac{\lambda_o}{w}\right]^2 \tag{3.24}$$

Gegen Masse erregt, d.h. ausschließlich in den oberen Halbraum strahlend, ist R_A' nur halb so groß (Bild 3.14).

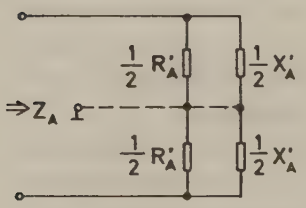


Bild 3.14
Ersatzschaltbild des
$\lambda/2$-Resonators

Typische Werte für R_A' liegen in der Größenordnung von einigen kΩ. Ein Vergleich mit dem niederohmigen Strahlungswiderstand R_H [Ω] = 80 $\pi^2 [l/\lambda_o]^2$ des entsprechenden elektrischen Elementardipols der Länge l (Hertzscher Dipol) zeigt, daß er zu diesem komplementär ist und das Produkt beider Strahlungswiderstände (mit der Zuordnung l ≙ w) gleich dem Quadrat des Wellenwiderstandes Z_o des freien Raumes ist: $R_A' \cdot R_H = Z_o^2$ (vergl. Babinet'sches Prinzip).

Diese sehr großen bzw. kleinen Strahlungswiderstände deuten die Grenzen der Miniaturisierung von Antennen an. Während in Kap. 3.3.1 bereits der geringe Gewinn als Nachteil hervortrat, führt hier die Verkleinerung der Geometrie zu im Grenzfall infinitesimal großen bzw. kleinen und damit in der Praxis nicht brauchbaren Strahlungswiderständen. Eine untere Grenze für die Abmessungen von planaren Resonatoren liegt daher bei $w \geq \lambda_o/30$.

Der <u>Blindanteil</u> X_A' der Eingangsimpedanz hat seine Ursache u.a. im Streufeld an den Stirnseiten des Resonators ("Endeffekt") und wird daher unter Verwendung einer fiktiven Leitungsverlängerung $\Delta l'$ angegeben [41]:

$$X_A' = \frac{Z_L' \, \lambda_o}{\pi\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} \, \Delta l'} \quad . \tag{3.25}$$

mit Z_L' = Wellenwiderstand der Streifenleitung des Resonators.

Zur Bestimmung der Leitungsverlängerung $\Delta l'$ gibt Ref. [42] eine durch Anpassung an numerische Lösungen gewonnene Zahlenwertgleichung an.

$$\Delta l' = 0{,}412 \cdot h \, \frac{(\varepsilon_{r,eff} + 0{,}3)}{(\varepsilon_{r,eff} - 0{,}258)} \cdot \frac{(w/h + 0{,}262)}{(w/h + 0{,}813)} \tag{3.26}$$

In dieser Arbeit wird unter Ausnutzung der Dualität zum elektrischen Elementardipol in analoger Weise ein einfacher analytischer Ausdruck für X_A' hergeleitet. Dazu wird die Apertur aus Bild 3.11 durch einen dünnen idealen permeablen Draht ($\mu_r \to \infty$) mit dem Durchmesser 2h und der Länge w ersetzt ($2h \ll w$, $w \ll \lambda_o$, s. Bild 3.15). Die magnetische Flächenstromdichte M_{z_o} auf dem Drahtzylinder hat dann die Größe $M_{z_o} = M_z/\pi$.

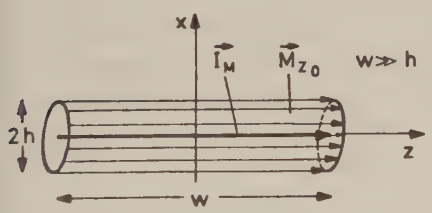


Bild 3.15 Ersatzanordnung einer strahlenden Apertur des $\lambda/2$-Resonators zur Berechnung der Eingangsimpedanz

Zur Vermeidung von Singularitäten bei der später durchzuführenden Integration über den Zylindermantel wird die magnetische Flächenstromdichte ersatzweise durch einen magnetischen Stromfaden $I_M = M_z \cdot 2h$ auf der Zylinderachse beschrieben.

Ausgangspunkt ist die Bestimmungsgleichung für die Antenneneingangsimpedanz Z_A' in integraler Form [43]

$$Z_A' = \frac{U_o^2}{\iint_A (\vec{E} \times \vec{H}) \, d\vec{a}} \tag{3.27}$$

Dabei ist $U_o = E_{o_x} \cdot 2h$ die Spannung über der Apertur, die Integration hat über den Zylindermantel zu erfolgen. $\vec{E}$ eliminiert man durch $\vec{M}$ (s. Gl. 3.17), $\vec{H}$ durch Formulierung als Pocklington-Integralgleichung für das magnetische Feld:

$$H_z(z) = \frac{j}{4\pi\omega\mu} \int_{-w/2}^{+w/2} M_z(z')\,2h\,\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) \frac{e^{jkR}}{R}\,dz' \qquad (3.28)$$

mit $R = \sqrt{(z-z')^2 + h^2}$

Zur Lösung von Gl. 3.28 entwickelt man den Phasenausdruck e^{jkR} in eine Potenzreihe und bricht wegen $|kR| \ll 1$ (Nahfeld) nach dem zweiten Glied ab. Ein Wiedereinsetzen in Gl. 3.27 und Ausführung der Integration liefert schließlich den gesuchten Blindanteil der Eingangsadmittanz bzw.-impedanz.

$$B'_A = \frac{1}{x'_A} = j\,\frac{w}{Z_o\,\lambda_o}\left[1 + \frac{1}{4\pi^2}\,\frac{\lambda_o^2}{hw} - \operatorname{arsinh}\left(\frac{w}{h}\right)\right] \qquad (3.29)$$

Eine Auswertung von Gl. 3.29 für die typische Abmessung $w/\lambda_o = 0{,}1$ und Al_2O_3 mit $h = 0{,}635$ mm (Standarddicke) als Substratmaterial findet sich in Bild 3.16 . Die zusätzlich eingetragene Darstellung von Gl. 3.25 zeigt eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung beider Formeln im interessierenden Frequenzbereich von 3 - 10 GHz.

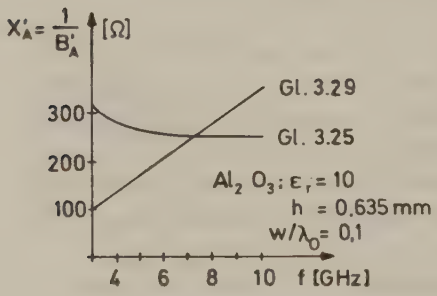


Bild 3.16 Blindanteil der Eingangsimpedanz des $\lambda/2$-Resonators in Abhängigkeit von der Frequenz

Der auf diesem Wege berechnete Realteil der Eingangsimpedanz ergibt sich zu

$$R'_A[\Omega] = \frac{1}{G'_A} = 120\,\left[\frac{\lambda_o}{w}\right]^2 \qquad (3.30)$$

und ist damit etwas zu klein (s. Gl. 3.24).

Unabhängig von diesen Abweichungen kann aber festgehalten werden: x'_A liegt in der Größenordnung von einigen 100 Ω und ist damit um etwa eine Größenordnung kleiner als R'_A.

Zur Bestimmung der insgesamt wirksamen Resonatoreingangsimpedanz Z_A können die jeweiligen Abschlußimpedanzen Z'_A durch ein Leitungsersatzschaltbild miteinander verkoppelt werden [44], Bild 3.17.

$$Y_A = G'_A + jB'_A + Y'_L \frac{G'_A + jB'_A + jY'_L \tan \beta_\varepsilon \cdot l}{Y'_L + j[G'_A + jB'_A] \tan \beta_\varepsilon \cdot l} \tag{3.31}$$

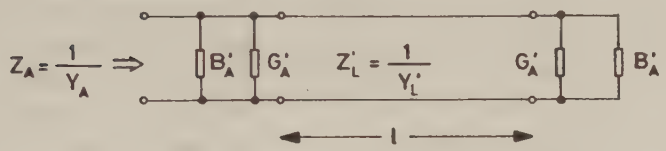


Bild 3.17 Leitungsersatzschaltbild eines λ/2-Resonators

Aus der Resonanzbedingung Im $[Y_A] = 0$ bestimmt sich die Länge des Halbwellenresonators unter Berücksichtigung des stets gültigen Zusammenhangs $Z'_L \ll X'_A \ll R'_A$ zu

$$l \approx \lambda_\varepsilon/2 \; [1 - \frac{2\, Z'_L}{\pi\, X'_A}] \; . \tag{3.32}$$

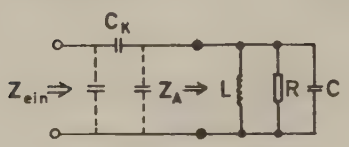
Typische Werte für die Leitungsverkürzung $\Delta l = 2Z'_L/(\pi \cdot X'_A)$ liegen bei einigen %. Im Rahmen der oben angeführten Näherungen und unter Vernachlässigung der Leitungsverkürzung ergibt sich für die Eingangsimpedanz im Resonanzfall somit folgender einfacher Ausdruck:

$$Z_A = \frac{1}{Y_A} = \frac{R'_A}{2} \tag{3.33}$$

Da $R'_A/2$ sehr viel größer ist als der Wellenwiderstand Z_L der speisenden Streifenleitung ist eine Anpassung z.B. durch einen <u>Koppelschlitz</u> notwendig. Auf eine alternative Lösung mittels λ/4-Leitungstransformation wird hier im theoretischen Teil nicht eingegangen, da dieser Weg wesentlich mehr Substratfläche beansprucht und somit erst bei Frequenzen ab etwa 6 GHz sinnvoll ist. Zusätzlich ist aus technologischen Gründen wegen $R_A \gg Z_L$ eine Doppeltransformation notwendig (Transformationsleitung sonst zu schmal! s. Kap. 4.7).

Ein Schlitz in einer Streifenleitung läßt sich durch eine π-Ersatzschaltung aus Kapazitäten darstellen [45]. Unter Berücksichtigung typischer Abmessungen und technologischer Grenzen der Fotolithografie (Schlitzweite $s \geq 20$ µm, aber $s \ll h$) werden die Querkapazitäten im π-Ersatzschaltbild zu Null, so daß für den planaren, schlitzgekoppelten Halbwellenresonator folgendes Ersatzschaltbild in Re-

sonanznähe gilt:



mit $R = R_A'/2$

$$C = 2\frac{B_A'}{\omega_0}$$

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 C}$$

Bild 3.18 Ersatzschaltbild eines schlitzgekoppelten $\lambda/2$-Resonators

Typische Werte für die Koppelkapazität c_K liegen bei einigen 10^{-2} pF, Werte für c ergeben sich aus Bild 3.16 mit der Größenordnung 10^{-1} pF. c_K verursacht eine Verstimmung des Resonanzkreises auf $\omega_o' = \omega_o / \sqrt{1 + c_K/c}$ [46]. Wegen $c_K \ll c$ folgt, daß die Resonanzverschiebung nur geringfügig ist und typisch einige % beträgt. Wesentlich ist dagegen der Einfluß von c_K auf Z_{ein}. Im Resonanzfall, $\omega = \omega_o'$, ist Z_{ein} rein reell und berechnet sich in guter Näherung zu

$$Z_{ein} = \frac{R_A'}{2 + \frac{1}{2}\,\omega_o^2\, c_K^2\, R_A'^2} \tag{3.34}$$

Gl. 3.34 zeigt, daß durch den Koppelschlitz, wenn seine Weite nur genügend klein ist - d.h. c_K genügend groß ist - der Resonator an die speisende Streifenleitung mit dem Wellenwiderstand Z_L angepaßt werden kann.

Die <u>Bandbreite</u> des $\lambda/2$-Resonators kann mit Hilfe von Bild 3.17 bestimmt werden. Üblicherweise versteht man unter Bandbreite bei derartigen Antennen denjenigen Frequenzbereich, innerhalb dessen das Stehwellenverhältnis s kleiner als 2 ist [41]. Ausgehend von der Beziehung $s = (1 + |\underline{r}|)/(1 - |\underline{r}|)$ ist die Bandbreite der Frequenzbereich, wo der Betrag des Eingangs-Reflexionsfaktors $\underline{r}$ kleiner als 1/3 ist, d.h. mindestens ca. 90 % der eingespeisten Leistung wird verbraucht bzw. abgestrahlt.

Unter den Annahmen, daß der resonante Strahler angepaßt ist und die Blindleitwerte B_A' innerhalb der zu erwartenden schmalen Bandbreite praktisch frequenzunabhängig sind, ergibt sich näherungsweise folgende einfache Beziehung für die Bandbreite B in guter Übereinstimmung mit Experimenten:

$$B[\%] \approx 220\,\frac{Z_L'}{R_A'} = 1{,}2\,\frac{Z_L'}{\Omega}\,\left(\frac{w}{\lambda_o}\right)^2 \tag{3.35}$$

Gl. 3.35 zeigt, daß die Bandbreite mit dem Verhältnis w/λ_o wächst, aber wegen der notwendigen Bedingung $w \ll \lambda_o$ typisch unter 1 % bleibt (Bild 3.19); planare Streifenleitungsresonatoren sind also sehr schmalbandig (Auf Strahlerelemente mit typisch breitbandigem Verhalten wird später in Kap. 3.5 eingegangen). Hält man die Bedingung $w \ll \lambda_o$ nicht ein um z.B. breitbandiges Verhalten zu bekommen, dann ist parallele Mehrfacheinspeisung in die Stirnfläche des Resonators zur Verhinderung höherer Moden zweckmäßig [47].

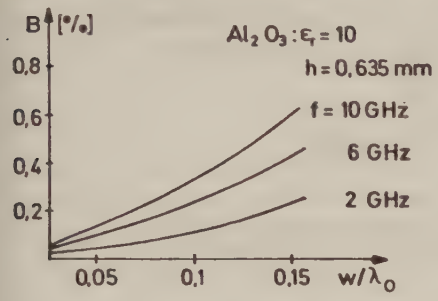


Bild 3.19 Bandbreite eines $\lambda/2$-Resonators

Experimente mit geschlitzten Resonatoren sowie getaperter Resonatorlänge brachten keine wesentliche Erhöhung der Bandbreite [48]. Fortschritte konnten bisher nur durch beträchtliche Erhöhung des Aufwandes erzielt werden, z.B. auch durch Mehrfachschichtungen [49] oder logarithmisch-periodische Anordnungen [50].

3.4 Oberflächenwellengespeiste Arrays

3.4.1 S-Parameter Ersatzschaltbild

Zur Speisung eines Antennenarrays mit einer magnetostatischen Oberflächenwelle wird eine entsprechende Zahl von Anzapfungen benötigt. Es sind Streifenleitungen jeweils der Breite b , die in äquidistanten Abständen l angeordnet sind, wobei stets $b \ll l$ gilt (Bild 3.20). Die Forderung nach schwacher Ankopplung (s. Kap. 3.2) wird durch einen Luftspalt zwischen YIG-Kristall und Al_2O_3-Substrat realisiert.

Die angeregte magnetostatische Oberflächenwelle läuft bei Vormagnetisierung in -z-Richtung an der Unterseite des YIG-Kristalls in y-Richtung. Die zusätzlich an der Oberseite des YIG-Kristalls schwach angeregte Oberflächenwelle breitet sich in -y-Richtung

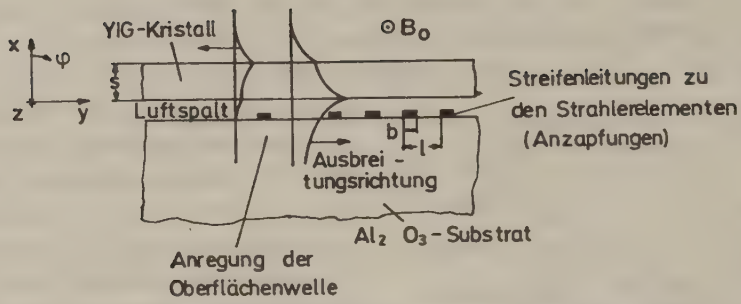


Bild 3.20 Amplitudenverteilung einer magnetostatischen Oberflächenwelle und Anordnung der Streifenleitungswandler

aus und kann in einfacher Weise durch einen Wellensumpf absorbiert werden. Im Sendefall entziehen die periodisch angebrachten Metallstreifen (Anzapfungen) der Oberflächenwelle Energie und führen sie den einzelnen planaren Strahlern zu. Durch die Trennung von Speise- und Strahlungszone können die Kopplungs- und Strahlungsstrukturen in vorteilhafter Weise getrennt optimiert werden. Wegen des quasikontinuierlichen Energieentzugs zur Abstrahlung kann eine derartige Strahleranordnung auch als Leckwellenantenne angesehen werden.

Das S-Parameter Ersatzschaltbild der Anordnung nach Bild 3.20 besteht nun aus einer Kettenschaltung von Matrizen (S_i'), die die Ankopplung eines i-ten Strahlerelements beschreiben (s. Kap. 3.2.2), und solchen jeweils gleichen Matrizen (S"), die die Phasendrehung und Dämpfung zwischen den einzelnen Anzapfungen bzw. Koppelstellen berücksichtigen (s. Kap. 2.2). Sind α_o und β_o Dämpfungs- und Phasenkonstanten der magnetostatischen Oberflächenwelle, dann lassen sich die Matrizen (S_i') und (S") abschnittweise zu einer Matrix (S_i) zusammenfassen (Bild 3.21).

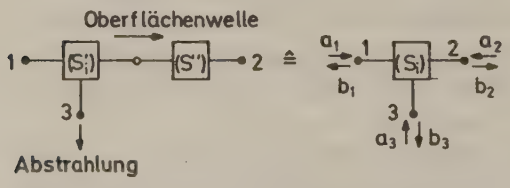


Bild 3.21 Dreitor-Ersatzschaltbild für einen Abschnitt der Länge l

Die Matrix (S_i) errechnet sich unter Verwendung von Gl. 3.13 zu

$$(S_i) = \begin{bmatrix} 0 & e^{-(\alpha_o+j\beta_o)l} & 0 \\ \sqrt{1-|\underline{S}_{31}|^2}\, e^{-(\alpha_o+j\beta_o)l} & 0 & |\underline{S}_{31}|\, e^{j\varphi_{31}}\, e^{-(\alpha_o+j\beta_o)l} \\ |\underline{S}_{31}|\, e^{j\varphi_{31}} & 0 & \sqrt{1-|\underline{S}_{31}|^2}\, e^{j(2\varphi_{31}\pm\pi)} \end{bmatrix} \qquad (3.36)$$

Besonders einfach sind die Verhältnisse, wenn das Strahlerelement an Tor 3 angepaßt ist. Bei Einspeisung in Tor 1 gilt dann für die Wellengröße an der i-ten Anzapfung bei jeweils gleichem vorgegebenem Koppelfaktor $\underline{S}_{31}$:

$$\underline{b}_{3_i} = \underline{S}_{31}\, \underline{S}_{21}^{(i-1)}\, \underline{a}_1 \qquad (3.37)$$

Eine Auswertung von Gl. 3.37 liefert eine Aussage über die Leistungsverzweigung auf die einzelnen Anzapfungen. Normiert man die eingespeiste Leistung auf 1, berücksichtigt, daß die Leistung $P \sim |\underline{a}|^2$, $|\underline{b}|^2$ und vernachlässigt die Dämpfung der Oberflächenwelle ($\alpha_o = 0$), dann ergibt sich die Leistungsverzweigung nach Bild 3.22. Dargestellt ist die verfügbare Leistung P_i am i-ten Strahlerelement in % der am Tor 1 eingespeisten Leistung mit der an der betreffenden Anzapfung ausgekoppelten Leistung $|\underline{S}_{31}|^2$ als Parameter.

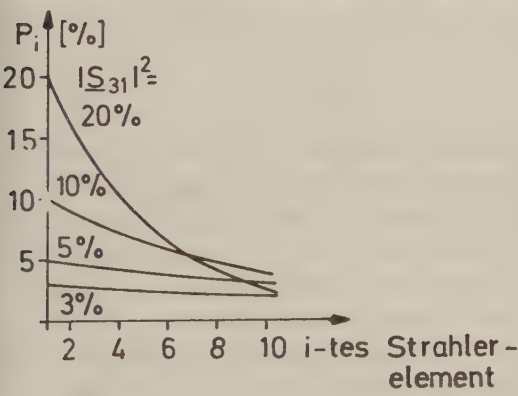


Bild 3.22 Verfügbare Leistung an den einzelnen Strahlerelementen bei verschiedenen Ankoppelgraden

Aus Bild 3.22 ersieht man, daß nur bei schwacher Ankopplung alle Strahlerelemente gleich stark angeregt werden können. Bei starker Ankopplung müssen die nachfolgenden Strahler zunehmend stärker angekoppelt werden, um z.B. eine homogene Amplitudenbelegung zu erhalten.

Schließlich ist noch die Frage von Interesse, welcher Anteil der angeregten Oberflächenwelle insgesamt zur Abstrahlung kommt. Zu-

nächst ist dies ein Qualitätsmerkmal eines Verzweigungsnetzwerks, andererseits muß die nichtabgestrahlte Leistung zur Vermeidung von Reflexionen am Ende des YIG-Kristalls in einem Absorber vernichtet werden. Bild 3.23 zeigt die insgesamt abgestrahlte Leistung P_{ab} in Abhängigkeit von der abgestrahlten Leistung je Strahlerelement $|\underline{S}_{31}|^2$ mit i = 5 Strahlern bzw. 10 Strahlern als Parameter. Man erkennt, daß bei schwacher Ankopplung eine recht große Zahl an Einzelstrahlern notwendig ist, um nahezu die gesamte zur Verfügung stehende Energie tatsächlich abzustrahlen. Die strichlinierten Kurven in Bild 3.23 sind zusätzlich eingetragen und kennzeichnen den Fall, daß die nachfolgenden Strahler zunehmend stärker angekoppelt sind zwecks gleichmäßiger Amplitudenbelegung.

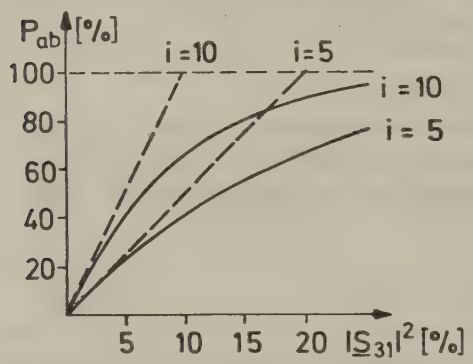


Bild 3.23 Insgesamt abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit vom Ankoppelgrad

3.4.2 Strahlungsdiagramme

Das Strahlungsdiagramm eines Arrays, aufgebaut aus gleichartigen Einzelstrahlern, ergibt sich aus der betreffenden Einzelcharakteristik sowie der räumlichen Verteilung der Einzelstrahler (Gruppencharakteristik). Für ein planares Array aus äquidistant angeordneten Halbwellenresonatoren (Abstand d) erhält man mit dem Koordinatensystem aus Bild 3.24 und unter Berücksichtigung von 3.20 folgende Strahlungscharakteristik für eine symmetrische Amplitudenbelegung:

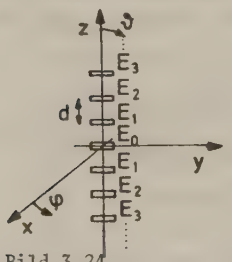


Bild 3.24 Koordinatensystem zur Berechnung der Strahlungsdiagramme

$$S = \frac{1}{q}\left|\frac{\sin b}{b}\sin\vartheta\cos\left[\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_o}\sin\varphi\sin\vartheta\right]\left\{m\,E_o + 2\sum_{\nu=1}^{\frac{n-m}{2}} E_\nu \cos\left[\left(\pi\frac{d}{\lambda_o}\cos\vartheta + \frac{\psi}{2}\right)(2\nu-1+m)\right]\right\}\right| \quad (3$$

mit E_ν = Amplituden der Einzelstrahler

ψ = Phasendifferenz zwischen Einzelstrahlern

n = Anzahl der Einzelstrahler

$$m = \begin{cases} 1 & \text{für } n \text{ ungerade Zahl} \\ 0 & \text{für } n \text{ gerade Zahl} \end{cases}$$

q ist ein Normierungsfaktor, der den Maximalwert der Strahlungscharakteristik S unabhängig von der Anzahl n der Einzelstrahler macht.

$$q = m\,E_o + 2\sum_{\nu=1}^{\frac{n-m}{2}} E_\nu \qquad (3.39)$$

Eine Auswertung von Gl. 3.38 findet man in Bild 3.25. Dargestellt ist das Vertikaldiagramm (E-Ebene) für die beiden Fälle d/λ_o = 0,1 bzw. 0,5 mit der Anzahl n der Einzelstrahler als Parameter (n=2 bis 10),

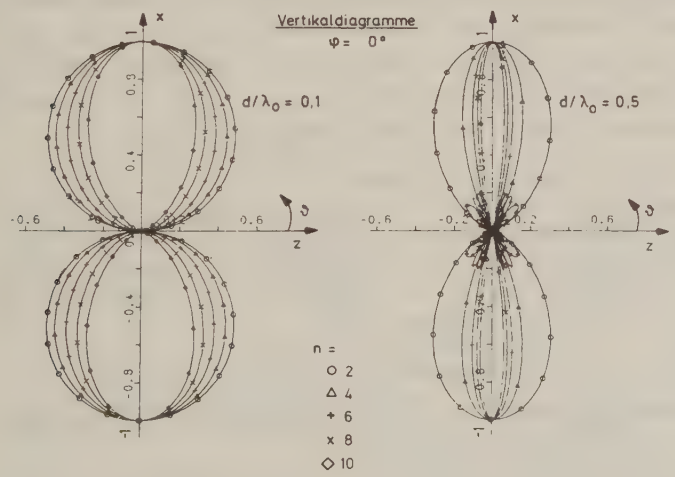


Bild 3.25 Vertikaldiagramme eines aus λ/2-Resonatoren aufgebauten Arrays bei einem Abstand der Einzelstrahler von d/λ_o = 0,1 bzw. 0,5

wobei homogene Amplituden- und Phasenbelegung vorausgesetzt ist (E_ν = const, ψ = 0). Bild 3.26 schließlich zeigt den Einfluß eini-

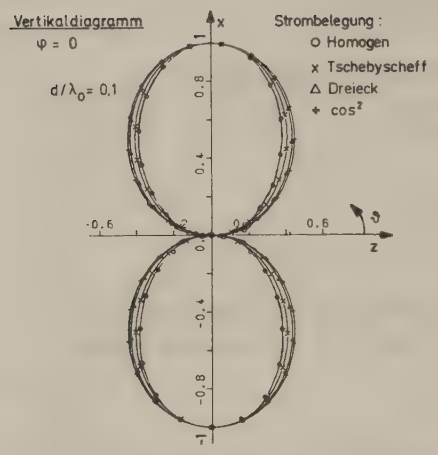


Bild 3.26 Einfluß einiger typischer Strombelegungen auf das Vertikaldiagramm (n = 6)

ger Standard-Strombelegungen für den Fall $d/\lambda_o = 0{,}1$ mit $n = 6$ Einzelstrahlern auf die Halbwertsbreite des Vertikaldiagramms. Sämtliche Strahlungsdiagramme wurden für Halbwellendipole mit $w \ll \lambda_o$ auf Al_2O_3-Keramik ($\varepsilon_r \approx 10$) berechnet. Eine Realisierung solcher Standard-Strombelegungen durch Oberflächenwellenspeisung erfolgt zweckmäßigerweise nach Bild 3.27. Bild 3.27a zeigt eine Anordnung für homogene Strombelegung, Bild 3.27b eine solche für ein Array mit zu den Rändern hin abfallender symmetrischer Strombelegung. Die einzelnen Streifenleitungen werden zweckmäßigerweise im Leerlauf betrieben, weil ein individueller Kurzschluß für jede Streifenleitung technologisch nur schwierig herstellbar ist. Die strichlinierte Kurve zeigt prinzipiell die Veränderung der Lage der offenen Streifenleitungsenden bei Berücksichtigung der Auskoppel- und Dämpfungsverluste.

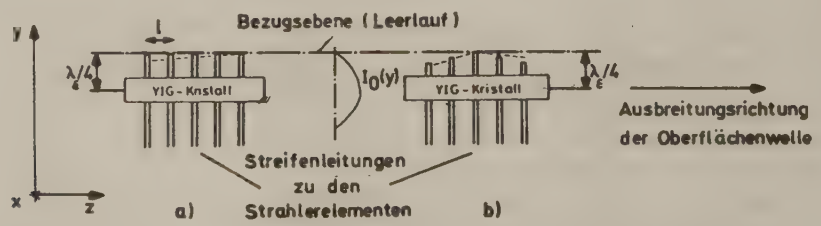


Bild 3.27 Anordnung der Wandler für a) homogene und b) zu den Rändern hin abfallende Strombelegung

3.4.3 Gewinnoptimierung

In diesem Abschnitt soll der optimale Abstand der Einzelstrahler des Arrays nach Bild 3.24 für maximalen Gewinn bestimmt werden. Weiterhin wird der auf einem Standardsubstrat der Größe 2" x 2" maximal erreichbare Gewinn eines aus planaren λ/2-Resonatoren auf-

gebauten Arrays untersucht. Damit stehen Dimensionierungsvorschriften und eine obere Grenze des zu erwartenden Gewinns bei der späteren Realisierung eines Arrays zur Verfügung.

Der Gewinn der hier untersuchten Anordnung (Bild 3.24) berechnet sich zu:

$$G = \frac{n^2 \pi}{\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \int\limits_{\vartheta=0}^{\pi} \sin^3\vartheta \cos^2\left[\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_o} \sin\varphi \sin\vartheta\right]\left[\sum_{\nu} \cos\left(\pi \frac{d}{\lambda_o} \nu \cos\vartheta\right)\right]^2 d\vartheta\, d\varphi} \qquad (3.40)$$

mit $\nu = 1,3,5,\ldots,(n-1)$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß es sich um elektrisch kleine Einzelstrahler ($w \ll \lambda_o$) mit homogener gleichphasiger Belegung handelt (Anzahl n der Einzelstrahler sei geradzahlig). Der Gewinn wurde nach Gl. 3.40 für die auch im experimentellen Teil verwendete Al_2O_3-Keramik berechnet und in Abhängigkeit vom Einzelstrahlerabstand d/λ_o mit n als Parameter in Bild 3.28 dargestellt.

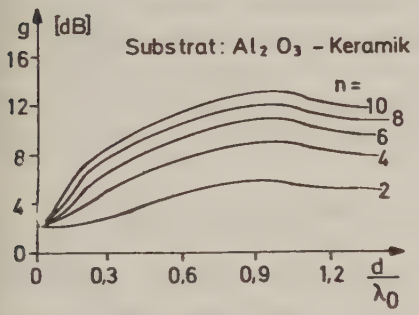


Bild 3.28 Gewinn eines aus λ/2-Resonatoren aufgebauten Arrays in Abhängigkeit vom Einzelstrahlerabstand

Es zeigt sich, daß der optimale Abstand der Einzelstrahler für maximalen Antennengewinn bei $d/\lambda_o \lesssim 1$ liegt. Einen ähnlichen Verlauf erhält man bei der Berechnung von Arrays, die aus elektrischen Dipolen aufgebaut sind [51]. Eine derartige Gewinnoptimierung ist in der Mikrowellentechnik aber in der Regel nicht zweckmäßig, denn zunächst führt sie zu sehr großen, stark verdünnten Arrays mit geringer Nebenzipfeldämpfung (vergl. Bild 3.29), andererseits ermöglicht eine Verdichtung der Einzelstrahler auf gleicher Fläche einen etwa ebenso großen Gewinn, wobei zusätzlich durch Beeinflussung der Antennenbelegung auch noch andere wichtige Antennenparameter als der Gewinn besser optimiert werden können (s. Kap. 3.4.4). Hinzu kommt die Tatsache, daß eine Verdichtung der Einzelstrahler bei oberflächenwellengespeisten Arrays keine zusätzlichen Kosten verursacht.

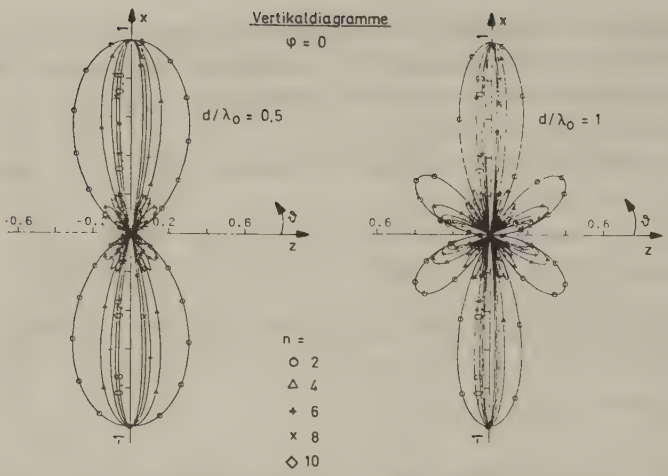


Bild 3.29 Vertikaldiagramme eines aus λ/2-Resonatoren aufgebauten Arrays (d/λ_0 = 0,5 bzw. 1)

Bild 3.30 zeigt abschließend den maximal erreichbaren Gewinn durch ein Array aus planaren λ/2 Resonatoren in Abhängigkeit von der Anzahl der Einzelstrahler mit der Frequenz f als Parameter (Al_2O_3-Keramik, 2" x 2").

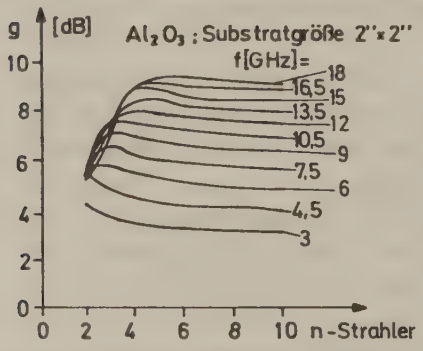


Bild 3.30 Maximal erreichbarer Gewinn auf einem 2" x 2" großem Al_2O_3-Substrat

3.4.4 Diagrammoptimierung

Bisher wurden die verschiedenen Parameter eines Strahlungsdiagramms einzeln für sich untersucht und gegebenenfalls optimiert. Hatte man z.B. für eine vorgegebene Halbwertsbreite die Strombelegung ermittelt, dann waren andere Parameter wie Gewinn, Nebenzipfeldämpfung etc. bereits festgelegt. Eine optimale Lösung bezüglich zweier Parameter stellt etwa eine Strombelegung nach Tschebyscheff dar, denn diese liefert bei vorgegebener Halbwertsbreite unmittelbar die größte Nebenzipfeldämpfung. Im allgemeinen Fall soll jedoch ein ganzer Parametersatz optimiert werden [52]. Dazu muß ein Gleichungssystem aufge-

stellt werden, das die jeweiligen Parameter mit der Strombelegung nach Amplitude und Phase verknüpft. Soll ein Strahlungsdiagramm bezüglich n Parametern optimiert werden, dann führt bei symmetrischer Stromverteilung eine Realisierung mit (2n + 1) oder (2n)-Einzelstrahlern zu einem im mathematischen Sinne bestimmten Gleichungssystem. Häufig, insbesondere bei großen Arrays, übersteigt die Anzahl der Einzelstrahler die durch vorstehende Bedingung gegebene Parameterzahl, so daß ein unterbestimmtes Gleichungssystem entsteht, dessen Lösungen durch zusätzliche Annahmen (Nebenbedingungen, z.B. Minimierung des mittleren quadratischen Fehlers) eindeutig festgelegt sind.

Für den Fall eines bestimmten Gleichungssystems und bei Beschränkung auf die 3 im allgemeinen wichtigsten Antennenparameter Halbwertsbreite $\Delta\vartheta$, Nebenzipfeldämfpung N und Gewinn G lassen sich im vorliegenden Fall aus den Gleichungen 3.38 und 3.40 analytische Ausdrücke herleiten, die diese Parameter mit dem Strom auf maximal 7 Einzelstrahlern verknüpfen (gleichphasige und symmetrische Strombelegung sei vorausgesetzt). Zwar ist bei einer technischen Realisierung der Diagrammsynthese eine Optimierung durch Phasenbelegung vorzuziehen (keine Verluste gegenüber der im allgemeinen resistiv erfolgenden Steuerung der Amplituden), doch gilt dies nicht für die hier untersuchte Oberflächenwellenspeisung, da jeder Strahler der Oberflächenwelle nur die benötigte Energie entzieht.

Normiert man die Amplitude des mittleren Strahlers E_o auf den Wert 1 (s. Bild 3.24), dann entsteht ein nichtlineares Gleichungssystem der Form

$$\begin{aligned} \Delta\vartheta &= F_{\vartheta}\,(E_1,\ E_2,\ E_3) \\ N &= F_N\,(E_1,\ E_2,\ E_3) \\ G &= F_G\,(E_1,\ E_2,\ E_3) \end{aligned} \qquad (3.41)$$

Im Rahmen einer Kleinsignalnäherung kann vorstehendes Gleichungssystem linearisiert werden. Mit dem Ansatz $E_\nu = E_{\nu,P} + e_\nu$ $(\nu = 1,2,3)$ wird das Gleichungssystem (3.41) in eine Taylor-Reihe entwickelt und nach dem linearen Glied abgebrochen. Dabei sind die E_ν die gesuchten Strahleramplituden, $E_{\nu,P}$ die zu Beginn der Rechnung eingeführten

Näherungswerte und die e_ν kleine Korrekturterme . Sämtliche Antennenparameter P_μ können damit durch folgende Gleichungen beschrieben werden

$$P_\mu = F_{\mu P}(E_{1_P}, E_{2_P}, E_{3_P}) + \frac{\partial F_\mu}{\partial E_1}\bigg|_{E_{1_P}} e_1 + \frac{\partial F_\mu}{\partial E_2}\bigg|_{E_{2_P}} e_2 + \frac{\partial F_\mu}{\partial E_3}\bigg|_{E_{3_P}} e_3 \qquad (3.42)$$

Unter Verwendung des Kleinsignalansatzes und Übergang auf Matrizenschreibweise folgt aus Gl. 3.42 $(P) = (F_P) + (A)\ [(E)-(E_P)]$ und nach Umstellung dieser Gleichung

$$(A)(E) = (P) + (A)(E_P) - (F_P) \qquad (3.43)$$

Die Systemmatrix (A) ist hier voraussetzungsgemäß quadratisch, ihre Elemente sind die Differentialterme der Taylorentwicklung. Gl. 3.43 liefert nach Inversion von (A) unmittelbar die gesuchte Stromverteilung (E), denn die anderen Ausdrücke sind nach Vorgabe eines Antennenparametersatzes (P) und einer Näherungslösung (E_P) bekannt bzw. berechenbar. Die so erhaltene Stromverteilung (E) ist zunächst ebenfalls, insbesondere bei schlechter Vorgabe der Schätzwerte (E_P), eine Näherungslösung auf Grund des Linearisierungsfehlers, der iterativ dadurch verbessert wird, daß die Lösung (E) als Näherungswert einen zweiten Inversionszyklus durchläuft. Dies kann solange wiederholt werden, bis eine gewünschte Genauigkeitsschranke ε erreicht ist.

$$\left|\frac{(P)-(F_P)}{(P)}\right| < \varepsilon \qquad (3.44)$$

Wichtig ist an dieser Stelle der Hinweis, daß bei der Lösung dieses inversen Problems schon aus physikalischen Gründen nicht jeder vorgegebene Parametersatz (P) notwendigerweise zu einer Lösung des Gleichungssystems 3.43 führt. Deshalb ist es zweckmäßig, ausgehend von bekannten Lösungen den Parametersatz stufenweise zu verändern, wobei die dann recht genau vorliegenden Näherungswerte (E_P) das Konvergenzverhalten der Iteration günstig beeinflussen.

Zahlreiche Berechnungen zu diesem Kapitel sind in Ref. [48] ausgeführt worden. Dabei zeigte es sich, daß die Nebenzipfelunterdrückung

N ein ganz empfindlich von der Stromverteilung abhängiger Parameter ist und demzufolge die notwendige Zahl der Iterationsschritte bestimmt, während Gewinn und Halbwertsbreite relativ unkritisch sind. Beispielhaft sollen hier in tabellarischer Form Ergebnisse zweier typischer Optimierungen angegeben werden. Im ersten Fall handelt es sich um ein Array mit hoher Nebenzipfelunterdrückung, im zweiten Fall um ein Array mit hohem Gewinn ($n = 7$, $d = \lambda_o/4$).

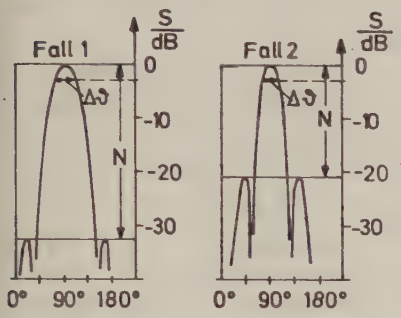


Bild 3.31 Beispiele optimierter Strahlungsdiagramme

	Fall 1:			Fall 2:	
Parametersatz:	$(P) = \begin{pmatrix} \Delta\vartheta \\ N \\ g \end{pmatrix}$	$= \begin{pmatrix} 42{,}5° \\ 33\ \text{dB} \\ 6{,}5\text{dB} \end{pmatrix}$		$(P) = \begin{pmatrix} 29{,}6° \\ 21\ \text{dB} \\ 9{,}05\text{dB} \end{pmatrix}$	
Stromverteilung:	$(E) = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}$	$= \begin{pmatrix} 1{,}32 \\ 0{,}80 \\ 0{,}10 \end{pmatrix}$		$(E) = \begin{pmatrix} 0{,}42 \\ 0{,}47 \\ 0{,}66 \end{pmatrix}$	

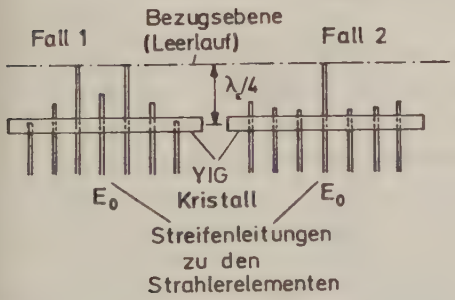


Bild 3.32 Anordnung der Streifenleitungswandler für die optimierten Strahlungsdiagramme nach Bild 3.31

Bild 3.31 zeigt schließlich die dazugehörigen Strahlungsdiagramme, während in Bild 3.32 die technische Realisierung der Strombelegung E_ν durch Speisung mit magnetostatischen Oberflächenwellen dargestellt ist.

3.4.5 Schwenken der Antennenkeule

Bisher wurde die Diagrammsynthese bzw. -optimierung ausschließlich durch Beeinflussung der Amplitudenbelegung behandelt. Dieser

Abschnitt erweitert die bisherigen Betrachtungen durch Hinzunahme einer einstellbaren Phasenbelegung zur Schwenkung der Antennenkeule.

Im S-Parameter Ersatzschaltbild für ein oberflächenwellengespeistes Array kommt die von der Vormagnetisierung abhängige Phasengeschwindigkeit der magnetostatischen Oberflächenwelle durch den Phasenfaktor $e^{-j\beta_o l}$ zum Ausdruck (s. Gl. 3.36). Wählt man den Abstand l zwischen zwei benachbarten Koppelstellen gerade gleich einer Wellenlänge der Oberflächenwelle, dann ist der Phasenwinkel $\psi = \beta_o \cdot l = 2\pi$ und alle Strahler des Arrays werden gleichphasig erregt, so daß die Hauptstrahlungsrichtung senkrecht zur Substratebene weist. Variiert man nun das statische Magnetfeld B_o, so ändern sich Phasengeschwindigkeit bzw. Wellenlänge der speisenden Oberflächenwelle und damit auch die Phasenbelegung der einzelnen Strahlerelemente untereinander, wodurch ein elektronisches Schwenken der Antennenkeule erreicht wird.

Die Abweichung des Phasenwinkels ψ von 2π ergibt sich zu

$$\Delta\psi = 2\pi \left[\frac{v_{ph}}{v_{ph} + \Delta v_{ph}} - 1 \right] , \qquad (3.45)$$

wobei Δv_{ph} die durch Variation des statischen Magnetfeldes hervorgerufene Veränderung der Phasengeschwindigkeit ist.

In Bild 3.33 wird das Schwenken der Antennenkeule für ein aus n = 6 Einzelstrahlern bestehendes Array mit homogener bzw. Tschebyscheff-Belegung nach Auswertung von Gl. 3.38 gezeigt. Wie man erkennt, verkürzt sich die Antennenkeule mit zunehmendem Schwenkungswinkel ϑ, bis sie schließlich bei $\vartheta = 0°$, bzw. 180° (Substratebene, Richtung der Dipolachsen) völlig verschwinden wird, weshalb mit dieser Anordnung nur ein begrenzter Schwenkbereich möglich ist (technisch sinnvoll z.B. $|\Delta\vartheta| \leq 45°$).

Die Zuordnung der Winkel $\Delta\psi$ aus Bild 3.33 zu Magnetfeldänderungen ΔB_o ergibt sich für einige typische Arbeitspunkte aus Bild 3.34. Die Arbeitspunkte B_o sind so gewählt, daß sie etwa in der Mitte des Existenzbereiches der zugeordneten magnetostatischen Moden liegen, weil dort die Dispersionskurven die geringste Steigung aufweisen und somit eine zu empfindliche Abhängigkeit des Phasenwinkels ψ vom Magnetfeld vermieden wird. Trotzdem gilt stets

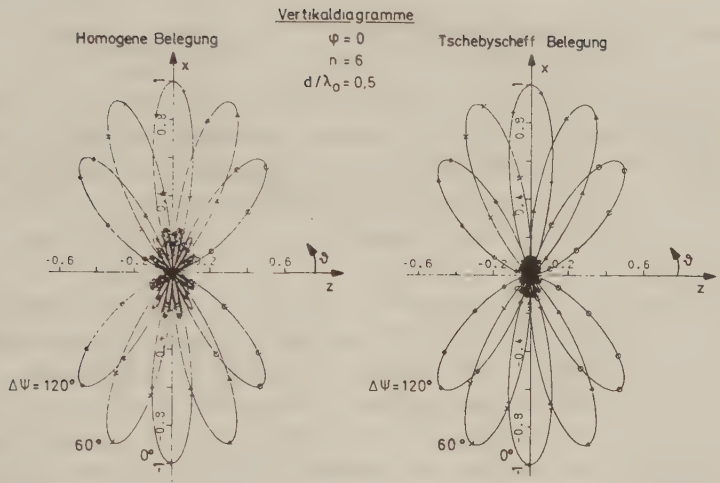


Bild 3.33 Schwenken des Vertikaldiagramms durch Änderung der Phasenbelegung

$\Delta B_o \ll B_o$, weshalb für die Realisierung eines Arrays sinnvollerweise ein Dauermagnet eingesetzt wird und nur für die kleinen Feldänderungen ΔB_o eine Zusatzwicklung benötigt wird (s. später Kap. 3.6.3). Wegen $\Delta B_o \ll B_o$ kann auch davon ausgegangen werden, daß sich die Amplitudenbelegung während des Schwenkens der Antennenkeule nicht verändert.

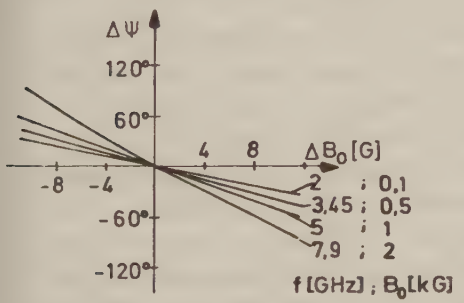


Bild 3.34 Einfluß der Vormagnetisierung auf die Phasenbelegung

Da der Permeabilitätstensor des YIG-Kristalls auch frequenzabhängig ist, kann in der gleichen Weise ein Schwenken der Antennenkeule durch Frequenzvariation erzielt werden ("frequency scanning antenna"). Diese Möglichkeit soll hier wegen der dann notwendigen breitbandigen Einzelstrahler nicht untersucht werden, vielmehr wird im nachfolgenden Kapitel eine Frequenzänderung als Störung behandelt.

3.4.6 Einfluß von Belegungsfehlern

Fehler in der Amplituden- und Phasenbelegung führen zur Veränderung der Form des Strahlungsdiagramms (Halbwertsbreite, Nebenzipfelabstand), des Gewinns und auch der Hauptstrahlungsrichtung. Ursachen von Belegungsfehlern, ihre Auswirkungen sowie zulässige Abweichungen werden in diesem Kapitel im einzelnen untersucht.

Veränderungen der Dispersionskurven durch Magnetfeld-, Frequenz- und Temperatureinflüsse haben Fehler in der Phasenbelegung zur Folge. Hingegen führen Fehlanpassungen zwischen Anzapfungen, Koppelschlitz und Einzelstrahler, Verstimmung der Einzelstrahler untereinander und Verluste im YIG-Kristall zu Fehlern in der Amplitudenbelegung. Reflexionen der magnetostatischen Oberflächenwelle am Ende des YIG-Kristalls beeinflussen Amplituden- und Phasenbelegung (hierzu werden in Kap. 3.6.4 geeignete Absorberanordnungen zur Verhinderung von Reflexionen untersucht). Zusätzlich sind statistisch verteilte Belegungsfehler auf Grund von Toleranzschwankungen bei der Herstellung des Arrays zu erwarten [53, 54].

Die Anforderung an die Stabilität des statischen Magnetfeldes ergibt sich nach Auswertung der Gl. 3.38 und 2.10 aus Bild 3.35 in Verbindung mit Bild 3.34. Läßt man einen Schielfehler der Antennenkeule soweit zu, daß die Feldstärke in Hauptstrahlungsrichtung um maximal 3 dB absinkt, dann muß je nach Arbeitspunkt das statische Feld auf einige Gauß genau konstant gehalten werden ($\Delta B_o/B_o \approx 0{,}2 \ldots 10\%$). Diese Genauigkeit läßt sich mit gealterten Dauermagneten und stabilisierter Stromversorgung für die Zusatzwicklung ohne Schwierigkeit erreichen.

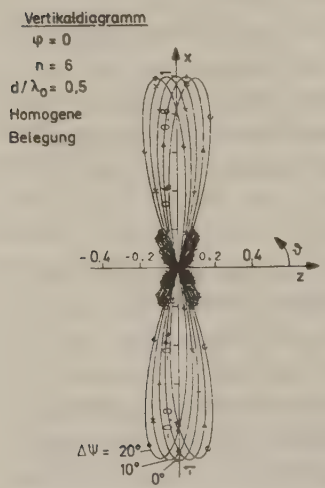


Bild 3.35 Auswandern der Hauptstrahlungskeule durch Fehler in der Phasenbelegung

Die Frequenz darf nach den Bildern 3.35 und 3.36 nur um einige Zehntel Prozent variieren. Das liegt aber

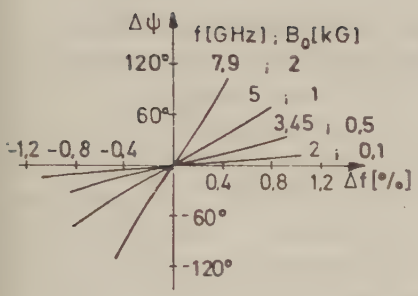


Bild 3.36 Einfluß der Frequenz auf die Phasenbelegung

in der Größenordnung der Bandbreite der verwendeten planaren Halbwellenresonatoren, weshalb diese geringe Abweichung keine zusätzliche Einschränkung bedeutet.

Demgegenüber eine kritische Größe ist die bereits in Kap. 2 behandelte Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung von YIG. Nach Bild 3.37 darf sich die Temperatur nur um einige Grad verändern, ohne daß die Antennenkeule unzulässig auswandert. Dieser Umstand erschwert das Experimentieren, denn z.B. der Strom in der Zusatzwicklung des Dauermagneten führt unvermeidlich zu Temperaturerhöhungen. Für praktische Anwendungen sind daher temperaturkompensierte YIG-Kristalle unabdingbar (s. Kap. 2.3.2).

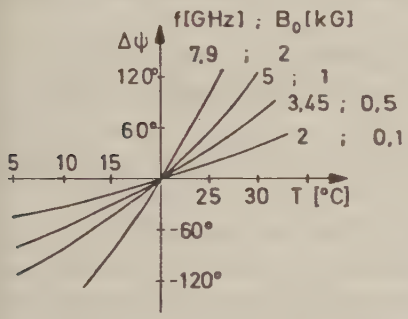


Bild 3.37 Einfluß einer Temperaturänderung des YIG-Films auf die Phasenbelegung

Bei der Behandlung der Diagrammoptimierung in Kap. 3.4.4 wurde für einen vorgegebenen Satz von Antennenparametern die zugehörige Stromverteilung gesucht. Durch Herstellungstoleranzen, Fehlanpassungen etc. wird die Stromverteilung vom Sollwert abweichen und demzufolge auch die spezifischen Antennenparameter. Deshalb ist es sinnvoll, den Parametersatz (P) als statistische Variable durch Mittelwert $(\overline{P})$ und den zulässigen Fehlervektor (p) zu beschreiben: $(P) = (\overline{P}) + (p)$.

Dabei ist (p) das Produkt aus zulässiger Standardabweichung σ und einem Zufallszahlensatz (z) einer zweckmäßigen Verteilungsfunktion (z.B. durch Rechnersimulation erhalten): $(p) = \sigma(z)$. Die Stromverteilung (E) sowie ihre zulässige Varianz bzw. Standardabweichung ergibt sich dann durch Einsetzen der statistischen Größe (P) in Gl. 3.43, die wie in Kap. 3.4.4 beschrieben gelöst wird.

Beispielhaft werde folgender Parametersatz (P) mit $\sigma = 3$ % Standardabweichung und Normalverteilung (Mittelwert $M = 0$) angenommen.

$$(P) = \begin{pmatrix} \Delta\vartheta \\ N \\ g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 31° \\ 14\ \text{dB} \\ 8{,}5\text{dB} \end{pmatrix}$$

Dann ergeben sich folgende zulässige Standardabweichungen für die Stromverteilung [48]:

$$(\sigma_E) = \begin{pmatrix} \sigma_{E_1} \\ \sigma_{E_2} \\ \sigma_{E_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 36\ \% \\ 23\ \% \\ 36\ \% \end{pmatrix}$$

Es zeigt sich also, daß die vorgegebenen Antennenparameter relativ unempfindlich gegenüber großen Fehlern in der Strombelegung sind.

In dieser Beispielrechnung sind die Toleranzen für die Strombelegung unterschiedlich. In der Praxis dürfte die Genauigkeit, mit der die Strombelegung eingestellt wird, für alle Einzelstrahler gleich sein. Daher interessiert die Frage, welcher der vorgegebenen Antennenparameter auf Fehler in der Strombelegung am stärksten reagiert (Inverse Problemstellung). Dazu wird vorstehendes Beispiel mit einem Mittelwert $(\sigma_E) = 30$ % "rückwärts" gerechnet mit dem Ergebnis:

$$(\sigma_P) = \begin{pmatrix} \sigma_{\Delta\vartheta} \\ \sigma_N \\ \sigma_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3{,}6\ \% \\ 9{,}7\ \% \\ 3{,}0\ \% \end{pmatrix}$$

Aus diesem Ergebnis ist nunmehr auch quantitativ zu sehen, was sich bereits bei der iterativen Verbesserung der Inversion in Kap. 3.4.4 angedeutet hat, daß die Nebenzipfeldämpfung am empfindlichsten auf Fehler in der Strombelegung reagiert, während Halbwertsbreite und Gewinn relativ unkritisch sind. Hiermit übereinstimmende Ergebnisse wurden in [55] bei der Betrachtung einer aus Drahtdipolen aufgebauten Antennengruppe gemacht.

Die Vorgabe des Parametersatzes (P) als statistische Variable ist auch dann ein wirksames Hilfsmittel, wenn das nach Gl. 3.43 vorgegebene Gleichungssystem schlecht konditioniert ist (lineare Abhängigkeit der Systemgleichungen). Das sogenannte Regularisierungsverfahren [53] bewirkt eine Glättung des Problems durch Erhöhung der numerischen Stabilität und sinkende Empfindlichkeit gegenüber Fehlereinflüssen. Grundgedanke dieses Verfahrens ist ein Fehlerausgleich durch Bestimmung des optimalen Regularisierungsfaktors α_R. Statt (A) (E) = (P) löst man jetzt [55]

$$[(A)^T(A) + \alpha_R(M)]\cdot(E) = (A)^T\cdot(P) \qquad (3.45)$$

mit (M) = Einheitsmatrix.

Der Term $\alpha_R(M)$ bewirkt die erhöhte numerische Stabilität durch Auffüllen der Hauptdiagonalelemente in der Produktmatrix $(A)^T(A)$. Der Regularisierungsfaktor α_R berechnet sich aus den resultierenden Varianzen des Parametervektors (P) und der Amplitudenbelegung (E) zu $\alpha_R = \sigma_P^2/\sigma_E^2$.

Für $\alpha_R = 0$ entsteht aus Gl. 3.45 wieder das ursprüngliche (numerisch instabile) System . α_{opt} bestimmt man aus der Bedingung, daß der nachfolgend definierte Fehlerausdruck ε minimal wird

$$\varepsilon = [(E)_\alpha - (E)][(E)_\alpha - (E)]^T \qquad (3.46)$$

Dabei bedeutet $(E)_\alpha$ die Amplitudenbelegung, die man mit Regularisierung erhält. Mit diesem Verfahren gelingt es also, auch schlecht konditionierte Probleme numerisch stabil zu lösen und wegen der verringerten Abhängigkeit der vorgegebenen Parameter von Fehlern in der Amplitudenbelegung schließlich auch zu realisieren. Die Bedeutung für die Praxis liegt darin, unnötigen Aufwand für die Toleranzeinhaltung zu vermeiden, um kostengünstig fertigen zu können.

3.4.7 Strahlungskopplung

Bisher wurde die Kopplung der Einzelstrahler untereinander und der damit verbundene Einfluß auf das Antennendiagramm vernachläs-

sigt. Eine Berücksichtigung der Strahlungskopplung läßt jedoch folgende Änderungen im Antennendiagramm erwarten:

- Veränderung von Halbwertsbreite und Nebenzipfelabstand
- Auffüllung und Verschiebung der Nullstellen
- Schielfehler der Hauptkeule

Untersuchungen zur Strahlungskopplung planarer Antennenanordnungen auf dielektrischem Substrat erfolgten erst in jüngster Zeit. Der Realteil der Koppelimpedanz wurde in [56] mit einer Fernfeldnäherung bestimmt, in [57] erfolgt eine Beschreibung der Verkopplung durch ein S-Parameter Ersatzschaltbild. Experimente zur Strahlungskopplung wurden mit S-Parameter Messungen durchgeführt [58], [59]. Dabei zeigte es sich, daß Substratdicke und -material nahezu ohne Einfluß auf die Koppelimpedanz sind, falls die Substratdicke sehr viel kleiner als die Wellenlänge ist. Der Betrag der Koppelimpedanz nimmt monoton mit wachsendem Abstand zwischen den Strahlern ab, die Phase zeigt Periodizitäten im Abstand der Freiraumwellenlänge λ_o, was auf eine Kopplung über die Raumwelle schließen läßt. Die Eingangsimpedanz ist gegenüber der Strahlungskopplung ziemlich unempfindlich und zeigt erst bei recht starker Kopplung (Strahlerabstand $\leq 0{,}1 \cdot \lambda_o$) nennenswerte Veränderungen. Schließlich wurde eine wesentlich schwächere Strahlungskopplung bei nebeneinander angeordneten Strahlern (H-Kopplung, Dipolzeile) gegenüber hintereinander angeordneten Strahlern (E-Kopplung, Dipollinie) beobachtet.

Vertieften Einblick brachten aber erst die theoretischen Untersuchungen in [60] und [61]. In diesen Arbeiten wird die Strahlungskopplung durch Lösen der Pocklington-Integralgleichung mit Hilfe der Momentenmethode berechnet. Dabei stellt sich die Strahlungskopplung als ein im allgemeinen sehr komplexes Problem dar, da neben der Raumwelle eine ebenfalls angeregte und durch das Substrat geführte Oberflächenwelle für die Verkopplung verantwortlich ist. Insbesondere bei großen Strahlerabständen ist die Oberflächenwelle sogar dominierend, da sie als inhomogene Zylinderwelle $\sim 1/\sqrt{r}$ abnimmt, während die Raumwelle als Kugelwelle $\sim 1/r$ abfällt. Die Anzahl und Intensität der Oberflächenwellen-Moden hängt von der Substratdicke h und dessen dielektrischen Eigenschaften ab.

Wählt man aber, wie in dieser Arbeit ausschließlich betrachtet $h \ll \lambda_o$, dann ist lediglich der Grundmode TM_1 mit der unteren Grenzfrequenz $f_c = 0$ existenzfähig [62]. Dieser wird jedoch unter der gemachten Voraussetzung nur ganz schwach angeregt und breitet sich zudem nahezu mit Lichtgeschwindigkeit aus, so daß dessen Einfluß auf die Strahlungskopplung vernachlässigbar ist. Damit kann aber hier für schmale Einzelstrahler ($w \ll \lambda_o$) in guter Näherung die Verkopplung planarer Strahler wie die von Drahtdipolen bestimmt werden [63]. Beschreibt man die Strahlungskopplung durch nachfolgendes Gleichungssystem mit der Koppelimpedanzmatrix (Z)

$$(U) = (Z) \cdot (I) \tag{3.47}$$

dann ergibt sich die Stromverteilung durch Inversion von (Z).

In Bild 3.38 ist beispielhaft die Untersuchung des Einflusses der Strahlungskopplung nach Gl. 3.47 auf das Strahlungsdiagramm eines aus 6 $\lambda/2$-Resonatoren auf Al_2O_3-Keramik ($h \ll \lambda_o$) aufgebauten Arrays dargestellt. Der Abstand der Einzelstrahler ($w \ll \lambda_o$) beträgt $d/\lambda_o = 0{,}5$, der angenommene Phasenwinkel zwischen den Einzelstrahlern von $\psi = 120°$ legt die Hauptstrahlungsrichtung ϑ_H fest (bei $\psi = 0$: $\vartheta_H = 90°$). Eine Änderung der Halbwertsbreite ist praktisch nicht feststellbar, die Richtung der Hauptkeule hat sich nur geringfügig um ca. 2° verschoben. Deutlicher treten hingegen eine Verschiebung und das Anwachsen der Nebenzipfel um ca. 2 dB sowie die aufgefüllten Nullstellen hervor.

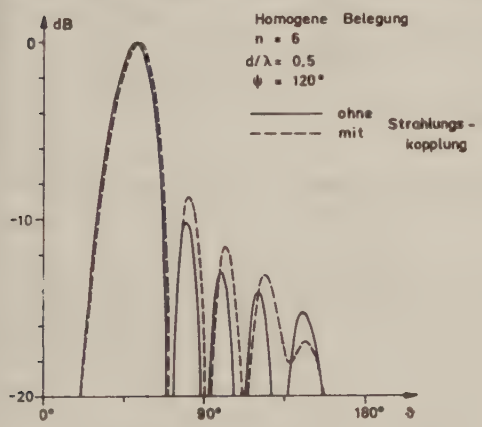


Bild 3.38 Einfluß der Strahlungskopplung auf das Strahlungsdiagramm eines aus 6 Einzelstrahlern bestehenden Arrays

Zusammenfassend kann man sagen, daß der Einfluß der Strahlungskopplung bei Anordnungen wie hier betrachtet recht gering ist und

etwa in der gleichen Größenordnung liegt wie Störungen z.B. durch Herstellungstoleranzen, Temperatureinflüsse etc.

3.5 Alternative planare Strahlerelemente

Bisher wurden nur planare Streifenleitungsresonatoren als Strahlerelemente untersucht. Diese haben den großen Vorteil, daß die Metallisierung des Substratmaterials den zur Vormagnetisierung des YIG-Films notwendigen Dauermagnet von der Strahlungszone trennt, so daß das Strahlungsdiagramm nicht beeinflußt wird (Bild 3.39a). Beim Übergang zu höheren Betriebsfrequenzen bis etwa zum X-Band kann der so im Streufeld des Dauermagneten angeordnete YIG-Film aber nicht mehr genügend vormagnetisiert werden (s. Bild 2.5), weshalb die Anordnung nach Bild 3.39b dann vorzuziehen ist.

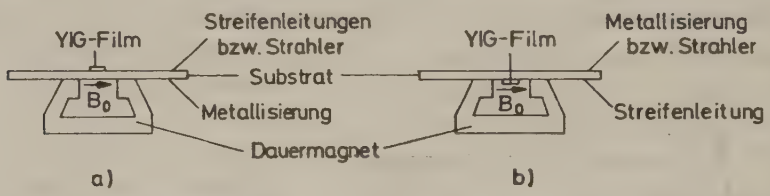


Bild 3.39 Anordnung des YIG-Films a) im Streufeld und b) zwischen den Polschuhen

Der YIG-Film und die Streifenleitungen befinden sich hier auf der Unterseite des Substrates. Ein kontaktloser Übergang auf die Substratoberseite gelingt jedoch durch die Verwendung von Schlitzleitungsstrahlern.

Der planare Schlitzresonator [64, 65] besteht aus einem Stück Schlitzleitung der Länge $l = \lambda/2$ und der Breite w (Bild 3.40). Die Anregung erfolgt durch die Kreuzung mit einer leerlaufenden und etwa $\lambda_\varepsilon/4$ überstehenden Streifenleitung. Gute Anpassung erreicht man bei einer Schlitzbreite von $w \approx 0{,}1 \cdot \lambda_0$. Die Schlitzlänge l kann nach [66]

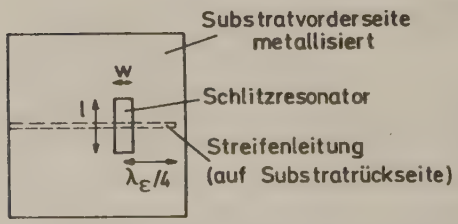


Bild 3.40 Planarer Schlitzresonator

nur näherungsweise im voraus bestimmt werden, der endgültige Entwurf muß wegen des starken Einflusses der Breite w, des Endeffekts und der Anregung auf die Resonanzfrequenz experimentell gefunden werden.

Vorteilhaft ist beim Schlitzresonator vor allem die etwa um den Faktor 10 gegenüber dem Streifenleitungsresonator größere Bandbreite von einigen Prozent. Ungünstig hingegen, daß die Abstrahlung etwa gleich stark zu beiden Substratseiten erfolgt. Diesen Nachteil vermeidet das planare Schlitzleitungshorn [67]. Es besteht aus einer Schlitzleitung, die sich zum Ende hin aufweitet (Bild 3.41). Die Einspeisung erfolgt wieder über eine Leitungskreuzung mit λ/4-Überstand, wobei der Übergang 50 Ω-Streifenleitung auf 75 Ω-Schlitzleitung den geringsten Reflexionsfaktor bei einer Bandbreite von etwa 30 % zeigt.

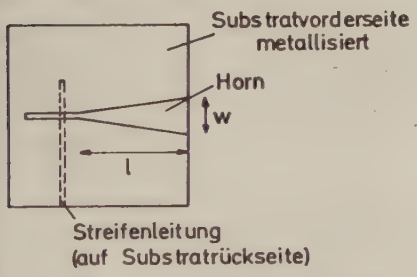


Bild 3.41 Planares Schlitzleitungshorn

Der Abstrahlungsmechanismus beruht auf einer kontinuierlichen Abstrahlung durch die fortschreitende Welle, die mit zunehmender Aufweitung der Schlitzleitung immer schwächer an diese gebunden ist. Experimente haben aber gezeigt (s. Kap. 3.6.2), daß die Abstrahlung allein durch die fortschreitende Welle eine Baulänge des Hornes von einigen Wellenlängen verlangt. Ein kurzes Horn ist möglich, wenn man als Betriebsfrequenz eine der Resonanzfrequenzen der stehenden Welle ausnutzt, wobei dann die Bandbreite typisch einige Prozent beträgt. Für diesen Fall wurden Vor-/Rückwärtsdämpfungen im Strahlungsdiagramm von etwa 5 dB gemessen.

Am breitbandigsten erweist sich mit Bandbreiten von 10 - 30 % der planare λ/2-Dipol [68,69]. Die Speisung erfolgt über eine Leitungskreuzung Streifenleitung-Schlitzleitung, wobei die Schlitzleitung nach dem Übergang auf eine symmetrische Bandleitung unmittelbar den Dipol bildet (Bild 3.42).

Das Strahlungsdiagramm entspricht etwa dem eines Drahtdipols, allerdings wird durch den Einfluß des Substrats die Rundstrahlcharakteristik gestört.

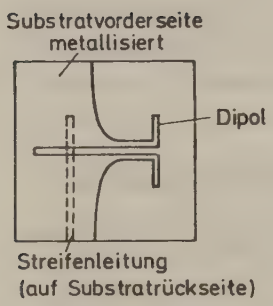


Bild 3.42
Planarer λ/2-Dipol

Will man den Übergang auf ein Schlitzleitungssystem wegen der Verluste von ca. 1 - 2 dB je Leitungskreuzung vermeiden, dann kann man mit der Anordnung nach Bild 3.43 auch bei hohen Frequenzen in Verbindung mit geeigneten Strahlern nahezu ungestörte Abstrahlung erreichen.

Das Substrat sitzt so zwischen den aufgetrennten Polschuhen, daß sich der YIG-Film im Bereich größter magnetischer Flußdichte befindet. Die Streifenleitungen lassen sich mit einer etwa 0,3 mm dicken Teflonfolie zur Isolierung als Triplate-Leitung reflexionsfrei durch die Polschuhe führen. Eine geeignete Antenne mit einseitiger Richtwirkung ist die planare Travelling-Wave Antenne nach [70]. Ausgehend von einer 50 Ω-Streifenleitung wird durch einen Sprung in der Leiterbreite ein höherer Feldtyp angeregt, der im Bereich der breiten Streifenleitung ausbreitungsfähig ist, während der Grundmode durch die Querschlitze unterdrückt wird (Bild 3.44).

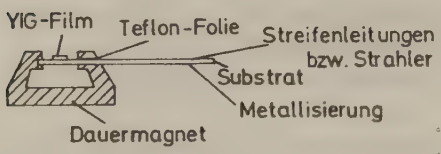


Bild 3.43 Anordnung des YIG-Films im homogenen Feld des Dauermagneten

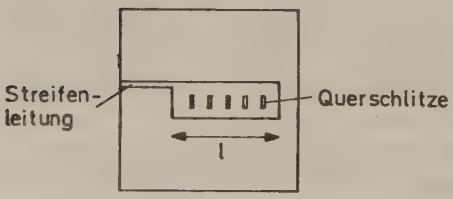


Bild 3.44 Planare Travelling-Wave Antenne

Eine besonders starke Abstrahlung der fortschreitenden Welle erfolgt bei Frequenzen dicht über der cut-off Frequenz des höheren Modes, da dieser dann nur schwach an die Streifenleitung gebunden ist. Die Hauptstrahlungsrichtung ist jedoch frequenzabhängig, Bandbreiten von etwa 10 % sind erreichbar. Zur Erzielung eines höheren Gewinns als eine vergleichbare Resonatorantenne muß die Länge l der Antenne jedoch einige Wellenlängen λ_o betragen.

3.6 Experimentelle Untersuchungen zu Kap. 3

3.6.1 Koppelstellen

In Abschnitt 3.2 wurde die Verkopplung zwischen einer magnetostatischen Oberflächenwelle auf einem YIG-Film und einer elektromagnetischen Welle auf einer Streifenleitung theoretisch untersucht; die dort vorgeschlagenen 3 Möglichkeiten zur Beeinflussung der Verkopplung werden hier meßtechnisch überprüft (Meßaufbau und Versuchsanordnung, s. Kap. 2.4).

Abstand t: Mit zunehmendem Abstand t zwischen YIG-Film und Streifenleitung wird die Verkopplung immer schwächer. Bild 3.45 zeigt die Eingangsimpedanz Z_s eines Streifenleitungswandlers für t = 0 bzw. 50 µm in Abhängigkeit von B_o bei Darstellung im Smith-Dia-

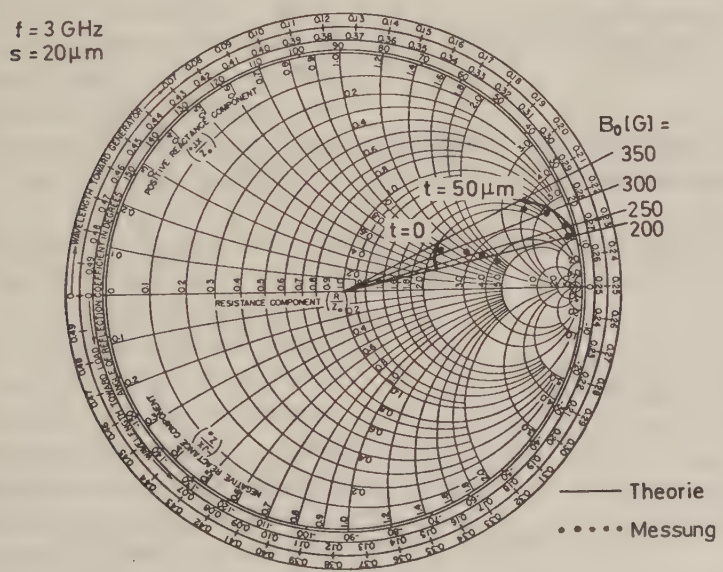


Bild 3.45 Eingangsimpedanz eines Streifenleitungswandlers in Abhängigkeit von der Vormagnetisierung

gramm (YIG-Film: s = 20 µm, Breite z_o = 8 mm; f = 3 GHz). Die Übereinstimmung mit der Theorie ist insbesondere im wichtigen Fall schwacher Ankopplung recht gut. Eine weitere Erhöhung des Abstan-

des ist unzweckmäßig: Der Eingangsreflexionsfaktor $|\underline{r}_s|$ geht gegen 1, die Koppelstelle entzieht der Oberflächenwelle keine Energie mehr zur Abstrahlung.

Lage Koppelstelle: In Bild 3.46 ist die Untersuchung der Verkopplung in Abhängigkeit von der Lage des YIG-Kristalls auf der Streifenleitung dargestellt. Gemessen wurde der Transmissionsfaktor $|\underline{S}_{21}|$ einer magnetostatischen Oberflächenwelle zwischen zwei im Abstand von $l = 7$ mm angeordneten parallelen leerlaufenden Streifenleitungen abhängig vom Leitungsüberstand ü. Erwartungsgemäß ergeben sich Verhältnisse wie bei einer stehenden Welle mit einem Koppelmaximum im Abstand $ü = \lambda/4$ mit periodischer Fortsetzung in Abständen von $\lambda/2$. Der gemessene Dynamikbereich von ca. 25 dB zwischen maximaler und minimaler Ankopplung ist für die Anwendung zur Diagrammsynthese bzw. -optimierung genügend groß (s. Kap. 3.4.4).

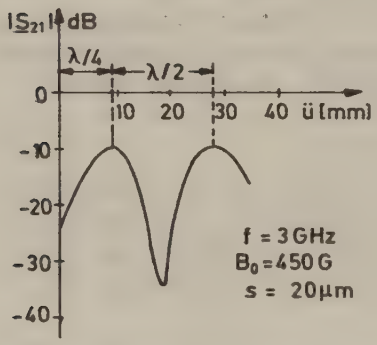


Bild 3.46 Transmissionsfaktor in Abhängigkeit vom Leitungsüberstand ü

Breite b: Als dritte Möglichkeit zeigt Bild 3.47 den Einfluß der Streifenleitungsbreite b auf die Verkopplung. Im vorliegenden Fall ist $\lambda \approx 500$ µm. Entsprechend dem Faktor $\sin(\frac{1}{2} b k)/(\frac{1}{2} b k)$ (s. Gl. 3.6) ist der auf 1 normierte Transmissionsfaktor maximal bei $b/\lambda \ll 1$, nimmt dann stetig ab, und erreicht bei $b = \lambda$ seine 1. Nullstelle, wobei der entsprechende Meßwert im Rauschen liegt. Wegen der Rückwirkung einer breiten Streifenleitung auf die speisende magnetostatische Oberflächenwelle ist dieser Weg sicher unzweckmäßig zur Realisierung von Wandlern großer

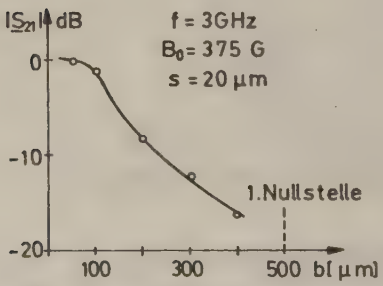


Bild 3.47 Einfluß der Streifenleitungsbreite b auf den Transmissionsfaktor

Dynamik. Sinnvoller und technologisch einfacher ist die Variation des Leitungsüberstandes ü, während die Breite b bei geschickter Dimensionierung zur Erhöhung der Bandbreite herangezogen werden kann (vergl. Bild 3.9).

Für die Speisung eines Arrays ist ein ganzer Satz an Koppelstellen in Form von Streifenleitungswandlern notwendig. Mit der Anordnung nach Bild 2.20 lassen sich Amplituden- und Phasenverhalten von z.B. 5 Koppelstellen mit jeweils gleichem Ankoppelfaktor messen.

Die Amplitudenbelegung wurde bereits in Abschnitt 2.4 im Zusammenhang mit Dämpfungsmessungen untersucht (s. Bild 2.21).

Die gemessene Phasenbelegung der einzelnen Wandler in Abhängigkeit von der Vormagnetisierung B_o zeigt Bild 3.48. Die Angabe $\Delta\psi = 0$ bedeutet gleichphasige Erregung aller Wandler (Wandlerabstand $l = n \cdot \lambda$, $n = 1,2,\ldots.$), die Werte $\Delta\psi \neq 0$ beziehen sich stets auf den ersten Wandler. Der Zusammenhang zwischen $\Delta\psi$ und der Variation ΔB_o ist bei den nur geringen notwendigen Phasendifferenzen für Anwendungen als Speisenetzwerk von Phased Arrays nahezu linear (vergl. Kap. 3.4.5). Abweichungen vom phasenlinearen Verhalten haben ihre Ursache stets in Reflexionen auf Grund der endlichen Länge des YIG-Films (s. Kap. 3.6.4).

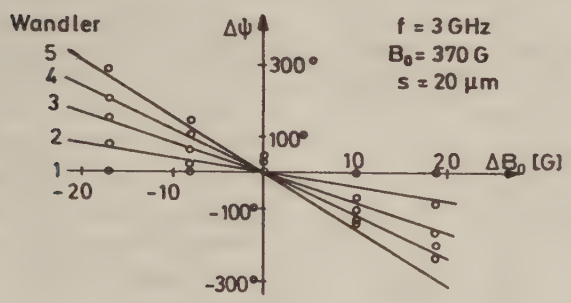


Bild 3.48 Einfluß der Vormagnetisierung auf die Phasenbelegung

3.6.2 Einzelstrahler

Die Messung der Antennendiagramme erfolgte mit dem in Bild 2.15 dargestellten Zweikanalmeßplatz. Zwischen den dort mit "Meßobjekt"

bezeichneten Klemmen ist jedoch folgender Leitungszug einzufügen (Bild 3.49):

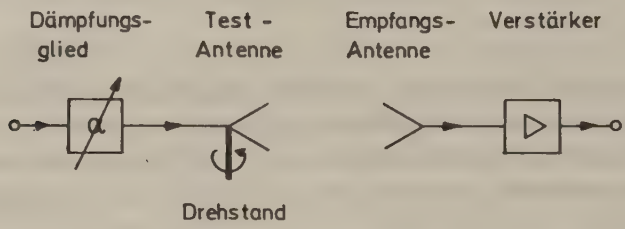


Bild 3.49 Ergänzung des Zweikanalmeßplatzes nach Bild 2.15 zur Mes ung der Antennendiagramme

Das Dämpfungsglied begrenzt die Sendeleistung der oberflächenwellengespeisten Testantenne zur Vermeidung von Sättigungserscheinungen im YIG-Film (s. Kap. 2.2.6). Der Drehstand nimmt die Testantenne auf und synchronisiert den Schreiber. Als Empfangsantenne dienen Hohlleitungshörner der entsprechenden Frequenzbänder. Der nachfolgende Verstärker hebt den vorher abgesenkten Pegel wieder an.

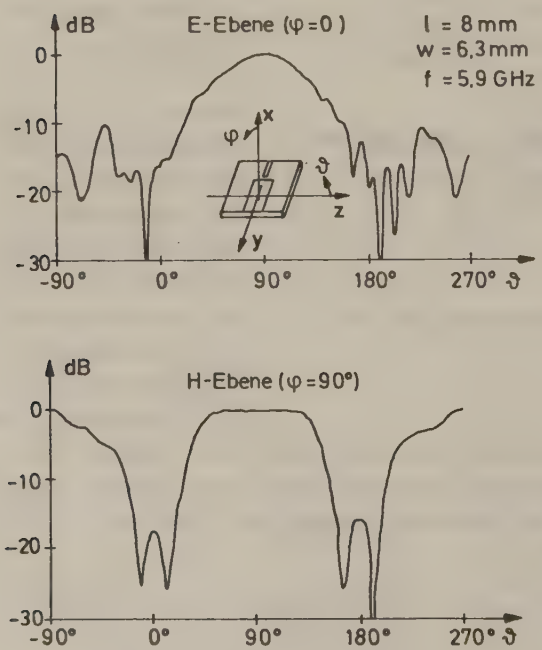


Bild 3.50 Strahlungsdiagramme eines planaren λ/2-Resonators

Planarer λ/2-Resonator (s. Bild 3.10). Bild 3.50 zeigt die gemessenen Strahlungsdiagramme eines planaren λ/2-Resonators (w = 6,3 mm) auf Al_2O_3-Keramik (h = 0,635 mm) in der E- und H-Ebene (Substratebene). Beide Diagramme zeigen deutliche Dipolcharakteristik: Die Hauptstrahlungsrichtung ($\varphi = 0$, $\vartheta = 90°$)

liegt senkrecht zur Achse der zur äquivalenten Beschreibung herangezogenen magnetischen Dipole, während die Nullstellen näherungsweise auf der Dipolachse liegen ($\vartheta = 0$, 180°). Das Vertikaldiagramm in der E-Ebene ist nur im Winkelbereich $0 < \vartheta < 180°$ relevant; der andere Halbraum liegt unterhalb der Metallisierung und wird nur durch Beugung an den Substraträndern, Reflexionen an den Halterungen und Zuleitungen etc. mit Strahlung durchsetzt, was schließlich zu einem Vor-/Rückverhältnis von 10 - 15 dB führt. Die Halbwertsbreite $\Delta\vartheta = 75°$ ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von $\Delta\vartheta = 78°$. Das Diagramm in der H-Ebene hat jeweils 2 Nullstellen in der Nähe der Dipolachse. Ursache ist vermutlich ein Auffüllen der einzelnen Nullstelle durch eine vom Resonator ebenfalls schwach angeregte Oberflächenwelle, die gerade in Richtung der Dipolachse ihr Strahlungsmaximum hat [61].

Die Anpassung des Resonators an die speisende Streifenleitung erfolgt kapazitiv durch einen Koppelschlitz. Die optimale Betriebsfrequenz wurde durch Messung des Eingangsreflexionsfaktors ermittelt (Bild 3.51). Man erkennt, daß mit schmalen Koppelschlitzen (Technologiegrenze hier 20 µm) eine gute Anpassung erreicht wird, andererseits ist die Resonanzfrequenz empfindlich von der Schlitzweite abhängig (s. Kap. 3.3.2). Diese Tatsache schafft häufig Konflikte bei Arrays durch eine Verstimmung der Einzelstrahler untereinander. Dieses Problem kann durch Verwendung von λ/4-Leitungstransformatoren weitestgehend umgangen werden, doch ist diese Methode wegen des Platzbedarfes auf dem Substrat nicht immer anwendbar. Der große Impedanzunterschied zwischen Strahlungswiderstand und Streifenleitung macht in der Regel eine Doppeltransformation notwendig (2 mal λ/4), wodurch die Transformationsschaltung ebenso groß wie die eigentliche Antenne ist.

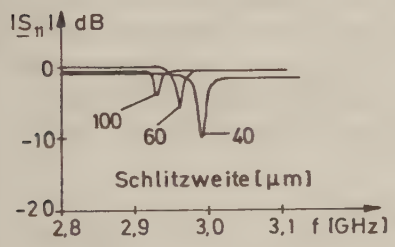


Bild 3.51 Eingangsreflexionsfaktor eines planaren λ/2-Resonators

Bild 3.52 zeigt das Strahlungsverhalten eines einzelnen oberflächenwellengespeisten planaren λ/2-Resonators auf 0,635 mm dickem Al_2O_3-

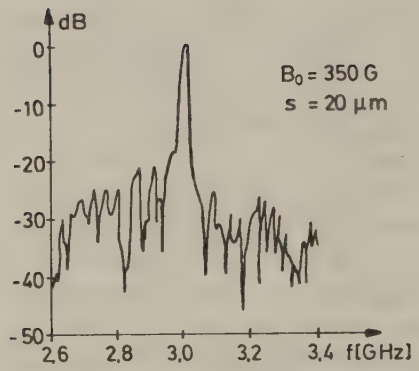


Bild 3.52 Strahlungsverhalten eines oberflächenwellengespeisten planaren λ/2-Resonators

Substrat in Abhängigkeit von der Frequenz. Der Resonator ist kapazitiv an die speisende Streifenleitung gekoppelt und entzieht der magnetostatischen Oberflächenwelle nur im Bereich seiner Resonanzfrequenz Energie und bringt sie zur Abstrahlung. Die Bandbreite wird hier allein durch den λ/2-Resonator festgelegt, da dessen Bandbreite (typisch < 1 %) sehr viel kleiner ist als die des Existenzbereiches magnetostatischer Oberflächenwellen (typisch 3 - 30 %).

Planares Schlitzleitungshorn (s. Bild 3.41)

Da die Eigenschaften einer Schlitzleitung nur für kleine Schlitzweiten w/h ≤ 1 bekannt sind [66], ist man bei der Dimensionierung eines Schlitzleitungshorns weitgehend auf einen experimentellen Entwurf angewiesen. Bild 3.53 zeigt den gemessenen Eingangsreflexionsfaktor eines 15 mm langen und an der Öffnung 5 mm weiten planaren Horns in Abhängigkeit von der Frequenz, wobei die Einspeisung über eine λ/4-Leitungskreuzung erfolgt. Bei einer Betrachtung des Transmissionsverhaltens der Leitungskreuzung allein (s. Bild 3.54) wird klar,

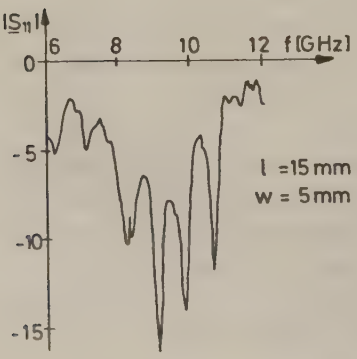


Bild 3.53 Eingangsreflexionsfaktor eines planaren Schlitzleitungshorns

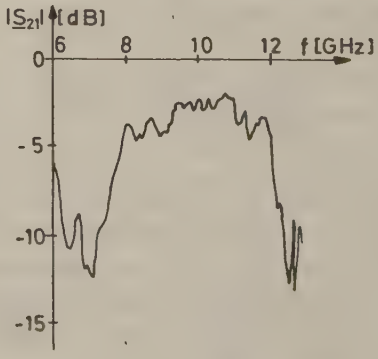


Bild 3.54 Transmissionsverhalten einer Leitungskreuzung Streifen-Schlitzleitung

daß deren Bandbreite (typisch 30 %) auch die maximale Bandbreite der Antenne sein wird. Der Verlauf des Reflexionsfaktors zeigt, daß bei einem derartig kurzen Horn ($l \approx \lambda_o/2$) die Abstrahlung durch die fortschreitende Welle noch recht unvollständig und nur bei den auftretenden Resonanzen genügend stark ist. Experimente haben ergeben, daß die Resonanzen größtenteils durch die Abmessungen des Horns bestimmt sind; einige Resonanzen hängen jedoch auch von der Länge der Speiseleitung ab. Die Bandbreite der Resonanzen ist mit einigen % deutlich größer als die von planaren $\lambda/2$-Resonatoren.

Bild 3.55 zeigt die gemessenen Strahlungsdiagramme in der E-Ebene (Substratebene) und der H-Ebene bei der Resonanzfrequenz von f = 9,1 GHz. Die Bündelung in der Substratebene ist schwach ($\Delta\varphi$=155°), in der Ebene senkrecht dazu erkennt man jedoch eine ausgeprägte Hauptkeule ($\Delta\vartheta$=80°). Experimente mit verschiedenen Antennenabmessungen haben ergeben, daß eine Vergrößerung der Antenne bei gleichbleibendem Öffnungswinkel eine deutliche Abnahme der Halbwertsbreite zur Folge hat. Nachteilig ist hingegen eine reine Verlängerung des Horns bei gleicher Aperturweite w, da durch den kleiner werdenden Öffnungswinkel des Horns die Abstrahlung der Schlitzleitungswelle zusehends unvollständiger wird. Unbefriedigend ist das Vor-/Rückverhältnis des Strahlungsdiagramms dieser "Travelling Wave Antenne" (0 - 5 dB), denn bei Speisung über eine magnetostatische Oberflächenwelle wird die Antennenkeule durch Anwesenheit des Dauermagneten und der Meßvorrichtungen empfindlich gestört.

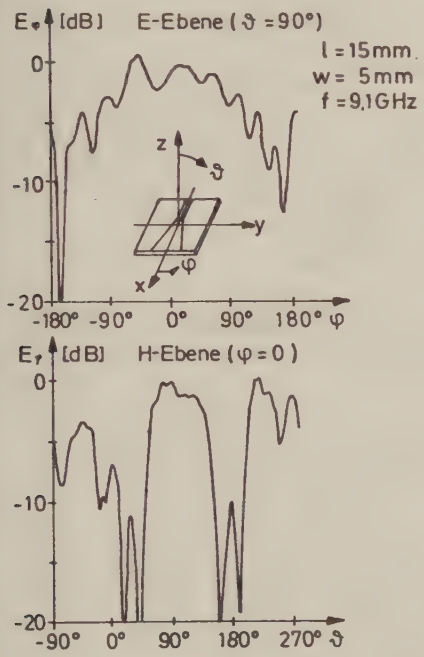


Bild 3.55 Strahlungsdiagramme eines planaren Schlitzleitungshorns

Planarer Schlitzresonator (s. Bild 3.40)

Mit dem Schlitzresonator lassen sich ohne Schwierigkeit relative Bandbreiten von 10 % erreichen (s. Bild 3.56). Die Strahlungsdiagramme (Bild 3.57) zeigen Dipolverhalten in der H- und E-Ebene. Die Hauptstrahlungsrichtungen liegen jeweils senkrecht zur Substratebene, wobei die Strahlung in Richtung der Substratrückseite stets etwas stärker ist (hier ungefähr 2,5 dB).

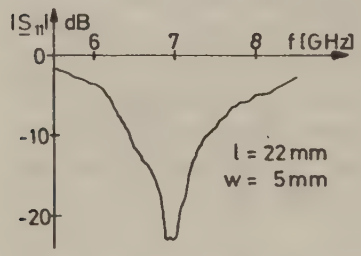


Bild 3.56 Eingangsreflexionsfaktor eines planaren Schlitzresonators

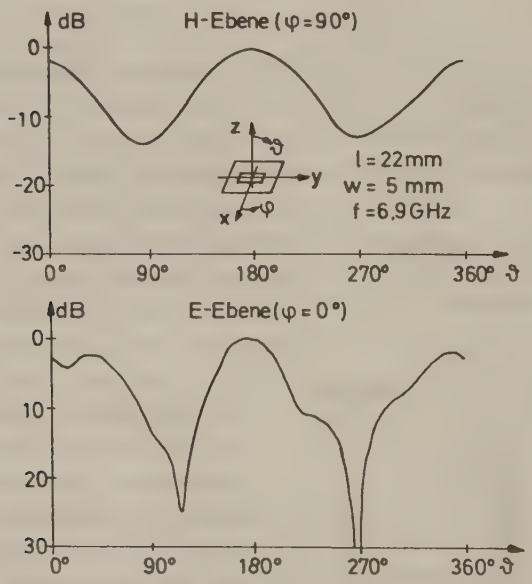


Bild 3.57 Strahlungsdiagramme eines planaren Schlitzresonators

Planarer λ/2-Dipol (s. Bild 3.42)

Dieser Strahlertyp weist mit bis zu 30 % die größte relative Bandbreite auf (Bild 3.58). Die Strahlungsdiagramme (Bild 3.59) entsprechen weitestgehend den von Drahtdipolen; die Störung der Rundcharakteristik im Horizontaldiagramm durch das Substrat kann durch eine Ausgleichsleitung bis auf ± 1,5 dB reduziert werden [71].

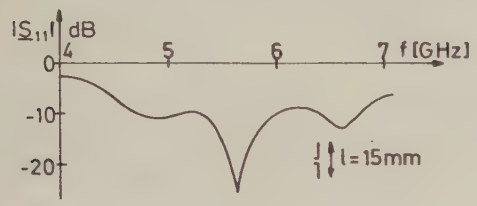


Bild 3.58 Eingangsreflexionsfaktor eines planaren λ/2-Dipols

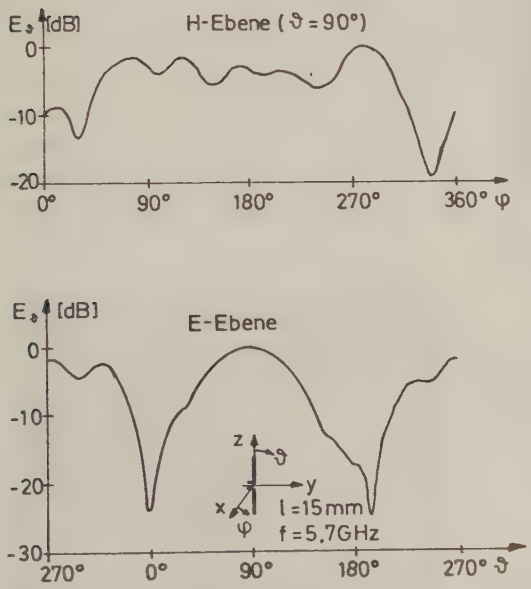


Bild 3.59 Strahlungsdiagramme eines planaren λ/2-Dipols

3.6.3 Arrays

Unter Berücksichtigung der Eigenschaften der untersuchten Einzelstrahler sind für oberflächenwellengespeiste Arrays nur λ/2-Resonatoren und bei höheren Frequenzen (X-Band) zusätzlich das planare

Schlitzleitungshorn geeignet. Gegenwärtig bereitet aber noch die hohe Vormagnetisierung des YIG-Films im X-Band Schwierigkeiten (etwa 3 kG sind erforderlich), weshalb Arrays nur im S- und C-Band mit planaren $\lambda/2$-Resonatoren aufgebaut wurden.

Bild 3.60 zeigt den Versuchsaufbau eines aus 5 Einzelstrahlern bestehenden Arrays mit homogener Amplitudenbelegung für f = 3 GHz. Träger ist wiederum ein Al_2O_3-Standardsubstrat der Größe 2" x 2" und Stärke 0,635 mm. Die Einzelstrahler sind kapazitiv an die speisenden 0,5 mm breiten Streifenleitungen angekoppelte Resonatoren, die zur Erhöhung der Bandbreite und des Antennengewinns möglichst breit ausgeführt sind (4 mm) und auf die gesamte Substratfläche verteilt wurden ($d/\lambda_o \approx 0{,}1$). Der Abstand der periodisch angeordneten Koppelstellen beträgt l = 500 µm; die Breite b der Streifenleitungswandler wurde zu 50 µm gewählt. Zusätzlich wurden die Wandler etwas gegeneinander versetzt, um die unterschiedlichen elektrischen Längen zwischen den Koppelstellen und jeweiligen Einzelstrahlern auszugleichen. Der YIG-Kristall ist s = 20 µm dick bei Abmessungen von 8 mm x 16 mm und mit einem Abstand von 50 µm oberhalb der Wandler angeordnet. Das statische Magnetfeld von B_o = 382 G erzeugt ein Dauermagnet.

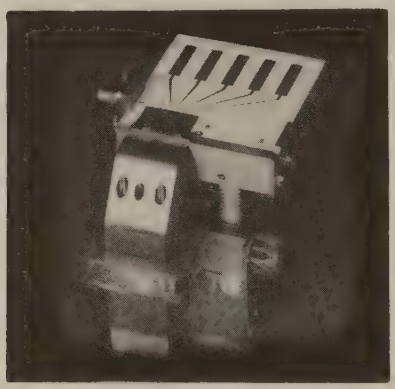


Bild 3.60 Versuchsaufbau eines aus 5 $\lambda/2$-Resonatoren bestehenden Arrays (f = 3 GHz)

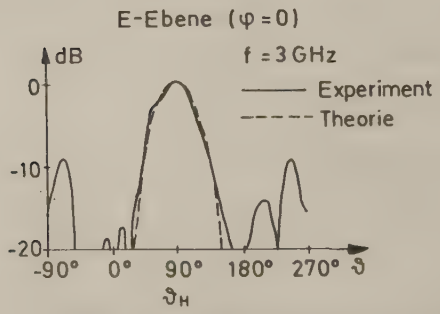


Bild 3.61 Strahlungsdiagramm des Arrays nach Bild 3.60

Mit einer kleinen Zusatzwicklung kann man die Flußdichte im Luftspalt variieren und damit die Antennenkeule elektronisch in die gewünschte Richtung schwenken. Bild 3.61 zeigt die Strahlungscharakteristik in der E-Ebene ($\varphi = 0$). Die Halbwertsbreite $\Delta\vartheta$ hat sich gegenüber dem Einzelstrahler (s.

Bild 3.50) von 75° auf 55° verringert. Der Verlauf der Hauptstrahlungsrichtung ϑ_H in Abhängigkeit von der magnetischen Flußdichte B_o geht aus Bild 3.62 hervor. Mit Flußdichteänderungen von $\Delta B_o = \pm 14G$ läßt sich die Antennenkeule senkrecht zur Substratebene um $\Delta\vartheta = \pm 35°$ schwenken. Größere Schwenkbereiche sind mit dieser Anordnung nicht möglich, weil dann der Nebenzipfelabstand immer weiter absinkt.

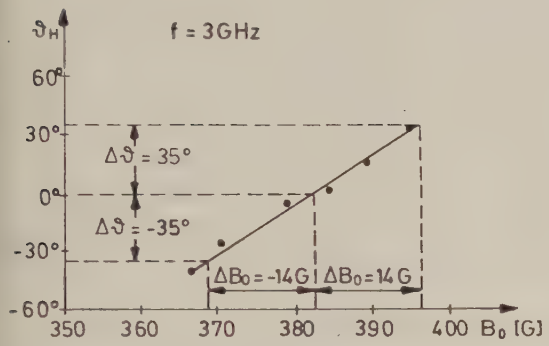


Bild 3.62 Hauptstrahlungsrichtung des Arrays nach Bild 3.60 in Abhängigkeit von der Vormagnetisierung

Das in Bild 3.63 dargestellte Array mit sinusförmiger Amplitudenbelegung und einer Betriebsfrequenz von f = 5,2 GHz ist eine Weiterentwicklung des vorangenannten Arrays für das C-Band. Die höhere Frequenz erlaubt einen größeren Abstand der 4 Einzelstrahler von etwa $\lambda_o/4$ gegenüber vorher $\lambda_o/10$. Das Array ist modular aufgebaut, bestehend aus dem Speise- und dem Strahlerteil (s. strichpunktierte Trennungslinie in Bild 3.63). Der modulare Aufbau erlaubt nicht nur eine getrennte Optimierung und Funktionsüberprüfung von Speise- und Strahlerteil, sondern auch den Austausch einzelner Baugruppen, z.B. ein anderer Satz Einzelstrahler.

Bild 3.63 Versuchsaufbau eines aus 4 λ/2-Resonatoren bestehenden Arrays (f = 5,2 GHz)

Der Strahlerteil enthält außer den Strahlern selbst noch die nötigen Anpassungsnetzwerke, diesmal keine Koppelschlitze sondern die technologisch einfacher reproduzierbaren λ/4-Transformatoren, da deren wesentlich größerer Platzbedarf infolge höherer Betriebsfrequenz keine Schwierigkeiten bereitet. Allerdings müssen die λ/4-Transformatoren als Doppeltransformatoren ausgeführt werden, da eine einstufige Anpassung des großen Strahlungswiderstandes an die grundsätzlich niederohmige Streifenleitung technologisch nicht möglich ist. Der Abstand der Koppelstellen im Speiseteil beträgt wegen Verwendung eines 100 µm dicken YIG-Dünnschliffs 2 mm, unterschiedliche elektrische Längen zu den Einzelstrahlern werden durch Umwegleitungen ausgeglichen. Die elektrische Verbindung beider Baugruppen nach dem Zusammenstecken kann durch Kontaktfedern, Bonden oder wie hier durch Löten erfolgen. Die übrigen Abmessungen sowie die Verwendung eines Dauermagneten mit Zusatzwicklung und Anordnung des YIG-Kristalls im Streufeld entsprechen weitestgehend dem zuvor besprochenen Array.

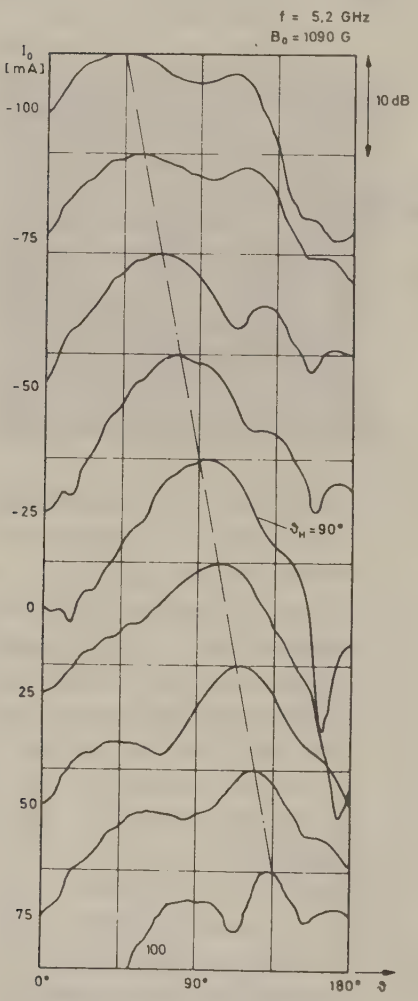


Bild 3.64 Strahlungsdiagramme des Arrays nach Bild 3.63 mit verschiedenen Hauptstrahlungsrichtungen

Bild 3.64 zeigt das Strahlungsdiagramm dieses Arrays in der E-Ebene mit verschiedenen Hauptstrahlungsrichtungen. Die Grundeinstellung mit $\vartheta_H = 90°$ wird zweckmäßigerweise mechanisch durch Verstellen eines Nebenschlusses im Dauermagnetkreis bei $I_o = 0$ in der Zusatzwicklung

vorgenommen (B_o = 1090 G). Andere Richtungen der Antennenkeule werden elektronisch durch Steuerung des Stromes I_o eingestellt. Ein Schwenkbereich von ± 45° kann nach Bild 3.64 mit Steuerströmen von ± 100 mA erzielt werden. Die strichpunktierte Verbindungslinie der jeweiligen Hauptstrahlungsrichtungen zeigt, daß der Zusammenhang zwischen Steuerstrom und damit auch dem Magnetfeld einerseits und der Richtung der Antennenkeule andererseits linear ist (vergl. die Bilder 3.34 und 3.62). Durch die sinusförmige Amplitudenbelegung bündelt dieses Array nur gering ($\Delta\vartheta \geq 90°$, abhängig von der Hauptstrahlungsrichtung). Dafür sind die Nebenkeulen deutlich abgesenkt und in Richtung senkrecht zur Substratebene ($\vartheta_H = 90°$) nicht meßbar.

3.6.4 Absorber für magnetostatische Oberflächenwellen

YIG-Filme müssen wie andere Wellenleiter auch mit einem geeigneten Lastwiderstand abgeschlossen werden, um störende Reflexionen durch Fehlanpassung bzw. endliche Abmessungen zu unterdrücken. Dies ist besonders wichtig bei den dicken verlustarmen YIG-Dünnschliffen, während bei dünnen Epitaxie-Filmen die höhere Ausbreitungsdämpfung unerwünschte Interferenzerscheinungen durch die Reflexionen häufig genügend stark unterdrückt (vergl. Bild 2.9).

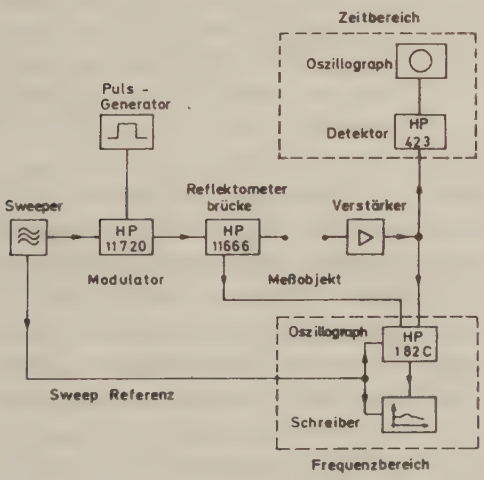


Bild 3.65 Meßaufbau zur Ermittlung der Reflexionen durch die endliche Länge des YIG-Films

Reflexionen können im Zeitbereich durch pulsmodulierte Mikrowellensignale, im Frequenzbereich durch ein CW-Signal (Sweeper) nachgewiesen werden.

Als Meßobjekt diente die Standard Testanordnung für Transmissionsmessungen nach Bild 2.16. Mit der Versuchsanordnung nach Bild 3.65 wurden nachfolgende Meßergebnisse gewonnen (Bild 3.66).

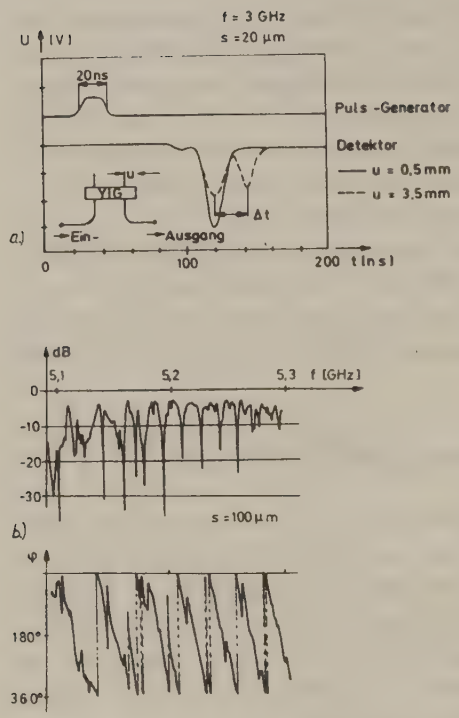


Bild 3.66 a) Zeitbereich: Reflexion eines Pulses am Ende des YIG-Films
b) Frequenzbereich: Amplituden- und Phasenverlauf einer Transmissionsmessung

Bild 3.66a zeigt die Reflexion eines 20 ns breiten Mikrowellenpulses (f = 3 GHz) am Ende eines 20 µm dicken epitaktischen YIG-Films. Bei geringem Überstand des YIG-Filmes über den Auskoppelwandler (hier u = 0,5 mm) überlagern sich hin- und rücklaufender Puls, bei größerem Überstand (hier u = 3,5 mm) liegen beide Pulse zeitlich nebeneinander, wobei der reflektierte Puls um $\Delta t = 2 \cdot u/v_{gr}$ verzögert erscheint.

Bild 3.66b zeigt den Ausschnitt einer Transmissionsmessung im C-Band mit einem 100 µm dicken YIG-Dünnschliff (f = 5,1 - 5,3 GHz). Der Amplitudenverlauf ist stark gestört und weist resonanzartige Einbrüche auf, die als Eigenwellenspektrum des hier 20 mm langen YIG-Films erklärt werden können [34]. Der Phasenverlauf ist ebenfalls stark gestört durch Phasensprünge an den Resonanzstellen. Gleichartige Meßkurven erhält man bei fester Frequenz und veränderlicher Vormagnetisierung B_o. In der Literatur werden einige Möglichkeiten zur Unterdrückung der hier gezeigten Störungen angegeben. Dabei werden die erforderlichen Wellenabschlußimpedanzen gebildet aus Weicheisenstäben [72], Aufrauhen des YIG-Films [73] oder Aufbringen einer ferromagnetischen Emulsion bzw. Folie [39, 73]. Die Wirkungsweise dieser 'ferromagnetischen Verfahren' beruht auf der Tatsache, daß die Anwesenheit ferromagnetischen Materials das statische Magnetfeld B_o lokal an den Enden des YIG-Films schwächt und somit eine erhöhte Ausbreitungsdämpfung der Oberflächenwelle in diesem Bereich zur Folge hat (s. Kap. 2.2.4).

Die Verluste im ferromagnetischen Material selbst sind demgegenüber gering. Nachteilig bei diesen Verfahren sind notwendige Bearbeitung des YIG-Films (z.B. Aufrauhen), schwierige Justierung (z.B. Weicheisenstäbe), z.T. nur geringe Bandbreite und schließlich die Schwierigkeit, die nötige Feldschwächung lokal zu begrenzen, da sonst Phasenfehler im Speisesystem des Arrays auftreten.

Ziel der nachfolgenden experimentellen Untersuchungen war es daher, geeignete Materialien zu finden, die die Energie der Oberflächenwelle am Ende des YIG-Films möglichst breitbandig absorbieren, ohne das statische Magnetfeld zu beeinflussen. Dazu wurden unter Verwendung der Testanordnung nach Bild 2.16 Transmissionsmessungen durchgeführt, wobei kleine Proben (einige mm) der jeweils untersuchten Dämpfungsmaterialien zwischen Eingangs- und Ausgangswandler angeordnet wurden. Bild 3.67 zeigt die wichtigsten Ergebnisse von Messungen der Zusatzdämpfung in Abhängigkeit vom Abstand t zwischen YIG-Film und Materialprobe an 20 µm dicken Filmen bei f = 3 GHz.

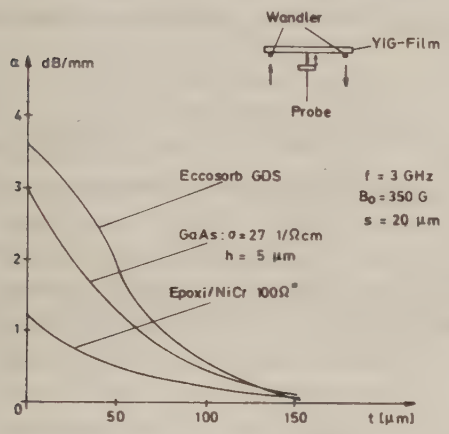


Bild 3.67 Dämpfung einer magnetostatischen Oberflächenwelle durch verschiedene Absorbermaterialien

Ein GaAs-Halbleiterfilm (Dicke h = 5 µm, σ = 27 1/Ωcm), ein Epoxieträger mit NiCr-Belag (Flächenwiderstand 100 Ω) und Dämpfungsfolie Eccosorb GDS (Fa. Emerson-Cuming) zeigten die stärkste Absorption. Eccosorb ist wegen leicht ferromagnetischer Eigenschaften jedoch ungeeignet. Andere Materialien wie Alu-Folie (einige 100 Å dick), Alu-Blech und PVC-Folie brachten nahezu keine Zusatzdämpfung. Daher wurden weitere Experimente auf GaAs-Filme beschränkt.

Bild 3.68 zeigt die Messung der Zusatzdämpfung mit der Anordnung und den Werten nach Bild 3.67 in Abhängigkeit von der Frequenz mit dem Abstand t als Parameter. Der parallele Verlauf der Dämpfungskurve für verschiedene Parameterwerte t läßt die Breitbandigkeit dieser Anordnung erkennen. Sie ergibt sich auch theoretisch, da

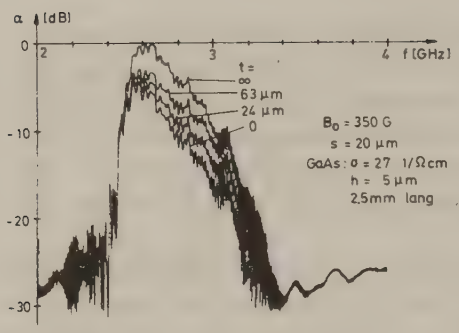


Bild 3.68 Dämpfung einer magnetostatischen Oberflächenwelle durch einen GaAs-Film

das für Verstärkung bzw. Dämpfung maßgebende Produkt $e^{-2kt}[1-e^{-2kh}]$ (s.Kap.4.2.1) über einen weiten Frequenzbereich nahezu konstant ist.

Schließlich ist in Bild 3.69 als Ergebnis dieser Untersuchungen noch einmal das Transmissions- und Phasenverhalten nach Bild 3.66b wiedergegeben, nun aber mit 5 µm dicken und 3 mm langen GaAs-Absorbern, die an einem (3.69a) bzw. beiden Enden (3.69b) unmittelbar auf den YIG-Film (t = 0) aufgelegt wurden. Sämtliche Resonanzeinbrüche sind verschwunden, der Phasenverlauf ist nahezu linear. Die verbliebene geringe Restwelligkeit ist wandlerbedingt und für die hier vorgesehenen Anwendungen nicht störend. Bei Messungen mit Mikrowellenpulsen läßt sich mit derartigen Absorbern der reflektierte Puls vollkommen unterdrücken.

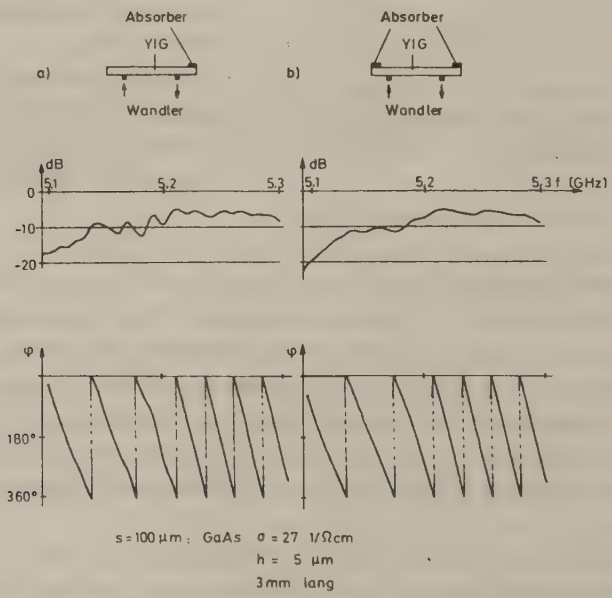


Bild 3.69 Verbesserung im Amplitudenverlauf und der Phasenlinearität gegenüber Bild 3.66b durch den Einbau von einem bzw. zwei GaAs-Absorbern

4. Verstärkung magnetostatischer Oberflächenwellen

In diesem Kapitel wird die Verstärkung magnetostatischer Oberflächenwellen durch Wechselwirkung mit Halbleitermaterialien im Hinblick auf aktive Strahleranordnungen behandelt. Die Wechselwirkungsbereiche können als Verstärkerelemente z.B. innerhalb eines Arrays wirksam sein und erlauben somit nicht nur eine reflexionsarme aktive Einspeisung unmittelbar in der Strahlungszone, sondern auch durch Einstellung der Versorgungsspannung der Verstärkerelemente die Steuerung der Amplitudenbelegung (s. Kap. 4.6).

4.1 Grundlagen - physikalische Wirkungsweise

Die ersten theoretischen Arbeiten zur Wechselwirkung von magnetostatischen Oberflächenwellen mit Festkörperplasmen sind von Steele/Vural [14] und Schlömann [74] aus dem Jahr 1969. Zunächst wurden überwiegend Halbraumanordnungen untersucht (single-surface-model), d.h. die Welle wird durch eine Trennschicht Ferrit-Halbleiter geführt. Später wurden auch endliche Abmessungen berücksichtigt, z.B. [11], [33] und die Verstärkung von magnetostatischen Volumenwellen untersucht [11], [75]. Die unmittelbare Verwendung ferrimagnetischen Halbleitermaterials anstelle einer geschichteten Anordnung Ferrit-Halbleiter [76] läßt zwar theoretisch eine hohe Verstärkung erwarten, doch sind die Eigenschaften solcher Materialien besonders hinsichtlich Linienbreite und Beweglichkeit bislang noch unbefriedigend, so daß eine praktische Anwendung derzeit wenig sinnvoll erscheint. Demgegenüber erlaubt eine geschichtete Anordnung eine getrennte Optimierung jeder einzelnen Schicht, wobei YIG als das Ferritmaterial mit der kleinsten Linienbreite und Halbleiter mit hoher Beweglichkeit wie z.B. InSb oder GaAs eingesetzt werden können. Wegen der höheren Beweglichkeit von Elektronen gegenüber Löchern sind n-dotierte Halbleiter zu bevorzugen.

Der Verstärkungsmechanismus beruht im wesentlichen auf der Wechselwirkung zwischen dem Feld der magnetostatischen Oberflächenwelle und den driftenden Elektronen im Halbleiter durch die Lorentzkraft $\rho\vec{v} \times \vec{B}$. Bei magnetostatischen Volumenwellen (longitudinale Vormagnetisierung) ist im Gegensatz zu Oberflächenwellen keine reine TE-Welle möglich. Die hybride TE/TM-Volumenwelle ist daher sowohl über

die Lorentz-Kraft als auch über Raumladungswellen mit dem Halbleiter verkoppelt. Die auftretenden Raumladungen führen hierbei jedoch auch zu zusätzlichen Verlusten, so daß die Verstärkung noch nicht einsetzt, wenn die Driftgeschwindigkeit v_o der Elektronen gleich der Phasengeschwindigkeit v_{ph} der Volumenwelle ist [75]. Die zwangsläufig auftretenden Raumladungsgradienten haben weiterhin Diffusionsströme zur Folge, die sich mit wachsender Frequenz immer stärker bemerkbar machen und insgesamt die Verstärkung mindern, wodurch der Volumenwellenverstärker eine obere Grenzfrequenz hat, eine Eigenschaft, die dem Oberflächenwellenverstärker wegen homogener Raumladungsverteilung fremd ist.

Prinzipiell ist der Volumenwellenverstärker dem Oberflächenwellenverstärker dadurch unterlegen, da die Volumenwelle ihr Feld im Inneren des Ferrits konzentriert und somit einen angrenzenden Halbleiter nur mit relativ schwachen Feldern durchsetzt, während die Oberflächenwelle ein Feldstärkemaximum an der Oberfläche, d.h. direkt an der Wechselwirkungszone der Halbleiterschicht hat.

Bisherige Experimente und die ersten theoretischen Arbeiten hierzu befaßten sich mit dicken Ferritproben (Halbraumproblem), weil man technologisch noch nicht in der Lage war, hochwertige, einkristalline Ferritfilme epitaktisch zu züchten. Aber selbst bei verlustarmen Ferritproben und Halbleitern mit hoher Beweglichkeit ist eine Verstärkung nur innerhalb einer schmalen Bandbreite von einigen kHz zu erwarten gegenüber einigen 100 MHz bei dünnen Filmen, weshalb das Interesse gegenwärtig vorwiegend auf Ferritfilme gerichtet ist [11]. Da für die vorliegende Arbeit epitaktische YIG-Filme und GaAs-Halbleiterfilme zur Verfügung standen und der Volumenwellenverstärker zuviel Nachteile aufweist, wurde im folgenden ein magnetostatischer Oberflächenwellenverstärker in Dünnfilmtechnologie behandelt und experimentell untersucht.

4.2 Berechnung der Verstärkung

4.2.1 Energiebetrachtungen - Herleitung der Dispersionsgleichung

Ausgehend von einem aktiven planaren Array (s. Bild 4.27) wird die als zunächst unendlich ausgedehnt angenommene Schichtanordnung nach Bild 4.1 betrachtet.

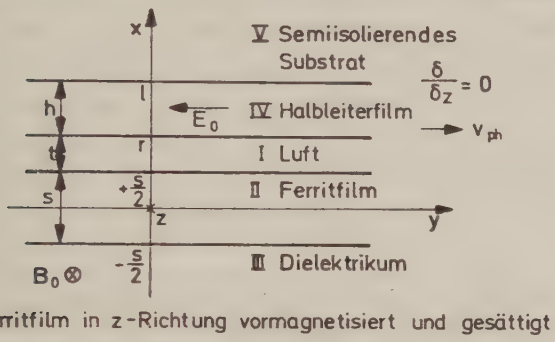


Bild 4.1 Schichtanordnung zur Berechnung der Verstärkung

Raum II ist ein dünner Ferritfilm, der in z-Richtung vormagnetisiert und gesättigt ist. Ein Luftspalt I der Breite t trennt den Ferritfilm vom Halbleiterfilm IV; dieser Zwischenraum ist notwendig, weil der Halbleiterfilm aufgedampfte Metallkontakte zum Anschluß der Versorgungsspannung U_o erhält, dient aber auch zur thermischen Entkopplung. Der n-dotierte Halbleiterfilm (Schichtdicke h) habe eine Ladungsträgerdichte ρ_o, die Ladungsträger eine Beweglichkeit μ, die äußere Gleichspannung U_o bewirkt eine Feldstärke E_o. Raum III ist der dielektrische Träger des epitaktischen Ferritfilms; Raum V ist ein semiisolierender Halbleiter, auf dem der Halbleiterfilm epitaktisch gewachsen ist. Wegen der geringen Ladungsträgerdichte wird Raum V im folgenden wie ein Dielektrikum behandelt.

Zunächst wird durch Energiebetrachtungen untersucht, unter welchen Voraussetzungen eine magnetostatische Oberflächenwelle mit dieser Anordnung verstärkt werden kann; anschließend wird durch Lösung der homogenen Wellengleichung für diese Schichtstruktur die komplexe Wellenzahl k_y ermittelt und damit die Phasengeschwindigkeit sowie Dämpfungs-, bzw. Verstärkungskonstante der Oberflächenwelle.

Der <u>Leistungsaustausch</u> p je Volumeneinheit zwischen den driftenden Elektronen im Halbleiter und der Oberflächenwelle setzt sich aus den Anteilen des elektrischen (Index "e") und des magnetischen Feldes (Index "m") zusammen:

$$p_e = \rho \vec{v} \vec{E}, \qquad p_m = (\rho \vec{v} \times \vec{B})\vec{v} \,. \tag{4.1}$$

In einer Kleinsignalnäherung wird wie bisher angenommen $\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}_\sim$. Zusätzlich

$$\rho = \rho_o + \rho_\sim, \quad \vec{v} = \vec{v}_o + \vec{v}_\sim, \quad \vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}_\sim \,. \tag{4.2}$$

Für die vektoriellen Größen der betrachteten TE-Welle gilt dabei nach Bild 4.1:

$$(\vec{v}) = \begin{pmatrix} 0 \\ v_o \\ v_{z_\sim} \end{pmatrix} \quad (\vec{E}) = \begin{pmatrix} 0 \\ -E_o \\ E_{z_\sim} \end{pmatrix} \quad (\vec{B}) = \begin{pmatrix} B_{x_\sim} \\ B_{y_\sim} \\ B_o \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

Wertet man nun die Gleichungen 4.1 aus und bildet den zeitlichen Mittelwert des Leistungsaustauschs, so ergibt sich:

$$\bar{p}_e = -J_o E_o + \frac{1}{2} \operatorname{Re} [J_{z_\sim} E^*_{z_\sim}] = \bar{p}_{e_o} + \bar{p}_{e_\sim} \tag{4.4}$$

$$\bar{p}_m = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} [J_{z_\sim} B^*_{x_\sim} v_o] = \bar{p}_{m_\sim} \tag{4.5}$$

mit $J_o = \rho_o v_o$ und $J_{z\sim} = \rho_o \cdot v_{z\sim}$ als Gleich- und Wechselstromdichten.

Der Term $J_o E_o$ in Gl. 4.4 gibt die von der Gleichspannungsquelle aufzubringende Leistungsdichte an, der Ausdruck $\frac{1}{2} \operatorname{Re} [J_{z\sim} E^*_{z\sim}]$ stellt im vorliegenden Fall Ohmsche Verluste dar. Eine Verstärkung der Oberflächenwelle ist also nur dann möglich, wenn $\bar{p}_{m\sim}$ größer wird als die Ohmschen Verluste. Unter Verwendung der Beziehungen $E_{z\sim} = v_{ph} B_{x\sim}$ und $J_{z\sim} = \sigma E_{z\sim}$ kann man für den gesamten Wechselleistungsaustausch $\bar{p}_{ges\sim}$ angeben:

$$\bar{p}_{ges_\sim} = \bar{p}_{e_\sim} + \bar{p}_{m_\sim} = \frac{1}{2} \sigma |E_{z_\sim}|^2 \left[1 - \frac{v_o}{v_{ph}}\right] \tag{4.6}$$

Durch Integration über die Dicke h des Halbleiterfilms ergibt sich schließlich der Mittelwert der ausgetauschten Leistung je Längeneinheit und Breite des Halbleiterfilms:

$$p_{ges_\sim} = \frac{\sigma}{4k_y} |E_{z_o}|^2 \left[1 - \frac{v_o}{v_{ph}}\right] e^{-2k_y t} \left[1 - e^{-2k_y h}\right] \qquad (4.7)$$

Dabei wurde vereinfachend angenommen, daß die elektr. Feldstärke $E_{z_\sim}$ außerhalb des Ferritfilms, also auch im Halbleiter, exponentiell gemäß $E_{z_\sim} = E_{z_o} \cdot e^{-k_y x}$ abfällt.

Aus Gleichung 4.7 geht hervor, daß die Verstärkung einsetzt, wenn die Driftgeschwindigkeit v_o der Elektronen größer ist als die Phasengeschwindigkeit v_{ph} der Oberflächenwelle. Die Verstärkung wächst dann stetig mit v_o und ist proportional zur Leitfähigkeit σ des Halbleiters (Entdämpfung). Eine Umkehrung der Driftrichtung führt generell zu Verlusten (Dämpfung). Die Exponentialausdrücke in Gl. 4.7 berücksichtigen den Abstand t und die Dicke h des Halbleiterfilms, wonach für maximale Verstärkung der Luftspalt t gegen Null gehen muß und der Halbleiterfilm möglichst dick sein sollte.

Nachdem geklärt ist, daß mit der vorgesehenen Anordnung - unter den gemachten Voraussetzungen - eine Verstärkung prinzipiell möglich ist, soll nun durch die Lösung der zugehörigen Wellengleichung in quasistatischer Näherung und Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen die <u>Phasengeschwindigkeit</u> und <u>Verstärkungskonstante</u> bestimmt werden (k_y-komplex).

Ausgehend von der Laplace-Gleichung für ein magnetisches Skalarpotential ψ in den Bereichen I bis III und V und unter Berücksichtigung der Separationsbedingungen lauten die Lösungsansätze (vergl. Kap. 2):

$$\begin{aligned}
\psi^{I} &= [A \cdot e^{k_y x} + B \cdot e^{-k_y x}] && \text{Raum I} \\
\psi^{II} &= [C \cdot e^{k_y x} + D \cdot e^{-k_y x}] && \text{II} \\
\psi^{III} &= E \cdot e^{k_y x} && \text{III} \\
\psi^{V} &= F \cdot e^{-k_y x} && \text{V}
\end{aligned} \qquad (4.8)$$

mit dem gemeinsamen Faktor $e^{-jgk_y y}$.

Dabei ist $k_y = k_r + jk_i$ die komplexe Wellenzahl für Wellenausbreitung in y-Richtung mit $k_r > 0$, der Faktor $g = \pm 1$ gibt die Richtung der Wellenausbreitung an.

Im Halbleiterfilm (Raum IV) kann wegen rot $\vec{H} \neq 0$ kein magnetisches Skalarpotential ψ angesetzt werden. Ein einfacher Lösungsweg ergibt sich dadurch, daß man die hier an sich nicht interessierende, kleine Transversalfeldstärke E_z als "Vektorpotential" auffaßt, also die Wellengleichung für E_z löst und dann daraus die magnetischen Feldgrößen H_x und H_y berechnet.

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_z = j\omega\mu J_z - \omega^2 \mu\varepsilon E_z \; ; \tag{4.9}$$

$$H_x = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial y} E_z, \qquad H_y = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} E_z \; . \tag{4.10}$$

Aus Gleichung (4.9) muß die unbekannte Stromdichte J_z eliminiert werden. Das kann wiederum in einer Kleinsignalnäherung erfolgen, wie sie sich auch bei der Untersuchung akustischer Verstärker bewährt hat [77].

Für die Wechselstromdichte J_z folgt mit den Ansätzen von Gl. 4.2 unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung

$$J_z = \rho_o v_\sim + \rho_\sim v_o \; . \tag{4.11}$$

Die Kontinuitätsgleichung div $\vec{J} + j\omega\rho_\sim = 0$ liefert jedoch wegen $\partial/\partial z = 0$ das Ergebnis $\rho_\sim = 0$, wodurch für Gl. 4.11 einfach geschrieben werden kann:

$$J_z = \rho_o v_\sim = - n_o q v_\sim \tag{4.12}$$

mit q = Elementarladung
n_o = homogene Elektronendichte.

Die Ladungsträgerdichte im Halbleiterfilm ist demnach im Gegensatz zu akustischen Verstärkern homogen. Dies erlaubt die Vernachlässigung von Diffusionsstromtermen, der Verstärkungsmechanismus hat also die günstige Eigenschaft, daß mit wachsender Frequenz

keine Ladungsverteilungen durch Diffusion verschmieren und die Verstärkung mindern.

Die Bewegungsgleichung für Elektronen in Festkörpern liefert die noch fehlenden Informationen über ρ_o und $v_\sim$:

$$m_{eff} \left[\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}\right] \vec{v} = -q \left[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right] \tag{4.13}$$

mit m_{eff} = eff. Masse eines Elektrons

τ = Stoßzeit (mittl. Flugzeit)

Setzt man zunächst $\frac{d}{dt} = 0$, dann kann das <u>Gleichstromverhalten</u> der Halbleiterschicht unter dem Einfluß der äußeren statischen Felder E_o und B_o untersucht werden. Mit der Abkürzung für die Elektronenbeweglichkeit

$$\mu_e = q \frac{\tau}{m_{eff}} \tag{4.14}$$

kann die Bewegungsgleichung (4.13) komponentenweise, umgestellt nach der Stromdichte, für einen unendlich ausgedehnten homogenen Halbleiter angegeben werden:

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} = \frac{n_o q \mu_e}{1 + \mu_e^2 B_o^2} \begin{pmatrix} 1 & -\mu_e B_o & 0 \\ \mu_e B_o & 1 & 0 \\ 0 & 0 & (1 + \mu_e^2 B_o^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \tag{4.15}$$

Vorstehende Gleichung sagt aus, daß der Halbleiter nichtreziprok ist und die Leitfähigkeit vom Magnetfeld B_o abhängt. Wegen der endlichen Abmessungen des Halbleiterfilms in x-Richtung folgt aus der Stetigkeitsbedingung $J_x = 0$ für $x = r, l$ aus 4.15:

1. $E_x = \mu_e B_o E_y$ mit $E_y = E_o$ (4.16)

2. $J_y = n_o q \mu_e E_y = \sigma \cdot E_y$ (4.17)

mit $\sigma = n_o q \mu_e = \rho_o \mu_e$ Gleichstromleitfähigkeit

Die elektr. Feldstärke E_x in Gl. 4.16 ist eine kleine Transversalfeldstärke auf Grund des Hall-Effekts, die bei verschwindendem Mag-

netfeld B_o ebenfalls gleich Null wird und wegen $J_x = 0$ ohne Einfluß auf die Verstärkung ist. Aus Gl. 4.17 folgt schließlich, daß die Gleichstromleitfähigkeit durch das statische Magnetfeld nicht beeinflußt wird und reziprok ist.

Im Wechselstromfall ($\frac{d}{dt} = j\omega$) folgt aus der Bewegungsgleichung 4.13 für die Wechselgeschwindigkeit $v_\sim$ der Elektronen:

$$v_\sim = \frac{\mu_e}{1 + j\omega\tau} \left[1 - g \frac{v_o}{v_{ph}}\right] E_z \tag{4.18}$$

und damit für den Wechselstrom J_z

$$J_z = \sigma' E_z \tag{4.19}$$

mit der dynamischen Leitfähigkeit $\sigma' = \frac{\sigma}{1+j\omega\tau} \left[1-g \frac{v_o}{v_{ph}}\right]$.

Gleichung 4.19 sagt aus, daß unter der Bedingung $v_o > v_{ph}$ eine Verstärkung einsetzt, weil dann die an sich für die Verluste verantwortliche dynamische Leitfähigkeit σ' ihr Vorzeichen wechselt, was in Übereinstimmung mit den energetischen Betrachtungen zu Anfang dieses Kapitels steht (s. Gleichung 4.6). Den Term $j\omega\tau$ im Nenner von Gl. 4.19 kann man wegen $\omega\tau \ll 1$ für Halbleiter mit kleiner effektiver Masse (z.B. GaAs, InSb) bis zu Frequenzen von mind. 10 GHz vernachlässigen.

Nunmehr sind alle gesuchten Größen bekannt und die Wellengleichung 4.9 lautet:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_z = \gamma^2 E_z \quad \text{mit} \quad \gamma^2 = [j\omega\mu\sigma' - \omega^2\mu\varepsilon] \,. \tag{4.20}$$

Als Lösungsansatz wird gewählt:

$$E_z^{IV} = [G\, e^{k_x^{IV} x} + H\, e^{-k_x^{IV} x}]\, e^{-jgk_y y} \qquad \text{Raum IV} \tag{4.21}$$

mit der Separationsbedingung

$$k_x^{IV^2} - k_y^2 - \gamma^2 = 0 \tag{4.22}$$

Als Stetigkeitsbedingungen an den Stellen $x = \pm \frac{s}{2}$, r und l werden Stetigkeit von H_y ($= H_{tan}$) und B_x ($= B_n$) gefordert. Die Stetigkeitsbedingungen führen zusammen mit den Lösungsansätzen 4.8 und 4.21 zu folgendem Gleichungssystem:

Untermatrix U

$$
\begin{pmatrix}
\begin{pmatrix}
0 & 1 & e^{ks} & -1 \\
1 & e^{-ks} & -1 & 0 \\
0 & [(1+\chi)-g\kappa] & -[(1+\chi)+g\kappa]e^{ks} & -1 \\
-1 & -[(1+\chi)-g\kappa]e^{ks} & [(1+\chi)+g\kappa] & 0
\end{pmatrix} & \begin{matrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{ks} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{ks} & 0 & 0 & 0 \end{matrix} \\
\begin{matrix} g\frac{k}{k_x}\omega\mu_o e^{-kr} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -g\omega\mu_o e^{-kr} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{matrix} & \begin{matrix} g\frac{k}{k_x}\omega\mu_o e^{kr} & 0 & -e^{k_x r} & e^{-k_x r} \\ 0 & g\frac{k}{k_x}\omega\mu_o e^{-kl} & -e^{k_x l} & e^{-k_x l} \\ g\omega\mu_o e^{kr} & 0 & -e^{k_x r} & -e^{-k_x r} \\ 0 & g\omega\mu_o e^{-kl} & e^{k_x l} & e^{-k_x l} \end{matrix}
\end{pmatrix}
\cdot
\begin{pmatrix} B \\ C \\ D \\ E \\ A \\ F \\ G \\ H \end{pmatrix}
= 0 \qquad (4.23)
$$

mit den Abkürzungen $k = k_y$ und $k_x = k_x^{IV}$

Für $t \to \infty$ ist die magnetostatische Oberflächenwelle vom Halbleiterfilm entkoppelt und allein die Untermatrix U beschreibt die Dispersion. Eine Auswertung von U gemäß det U = 0 führt auf die bereits in Kap. 2 abgeleitete Dispersionsgleichung eines einzelnen Ferritfilms (s. Gl. 2.10). Das vollständige Gleichungssystem 4.23 ergibt folgende Dispersionsbeziehung:

$$2(1+\chi)\ \coth\ (ks) + (1+\chi)^2 - \kappa^2 + 1 = \delta(a) \qquad (4.24)$$

mit $\delta(a) = \dfrac{\gamma^2}{k_x^2 + k^2 + 2k\ k_x\ \coth\ (k_x a)}\ e^{-2kt}[\kappa^2 + 2g\kappa + 1 - (1+\chi)^2]$.

Es werden jetzt folgende 3 Sonderfälle betrachtet:

Die Halbleiterschicht sei 1.) nichtleitend : $\sigma = 0$

2.) unendlich weit entfernt: $t = \infty$

3.) unendlich dünn : $h = 0$

In allen 3 Fällen ist erwartungsgemäß $\delta(a) = 0$. Damit kann Gleichung 4.24 folgendermaßen interpretiert werden: Die linke Seite beschreibt die Wellenausbreitung allein im Ferritfilm und ist wieder identisch mit Gl. 2.10, $\delta(a)$ ist ein kleiner Störterm und beinhaltet den Einfluß des Halbleiterfilms. Der strukturell gleichartige Aufbau der Gleichungen 4.24 (Berücksichtigung der Verstärkung) und 2.18 (Berücksichtigung von Verlusten) läßt weitere Schlußfolgerungen zu. Mit der Näherung $k_x \approx k$ kann $\delta(a)$ weiter vereinfacht werden:

$$\delta(a) = \frac{\gamma^2}{4k^2}\ e^{-2kt}\ [1-e^{-2kh}]\cdot[\kappa^2 + 2g\kappa + 1 - (1+\chi)^2] \qquad (4.25)$$

Ein Koeffizientenvergleich mit den Gl. 2.18 und 2.19 ergibt unter der stets gültigen Voraussetzung $k_i \ll k_r$

$$k_i \sim \sigma\ [1 - \frac{v_o}{v_{ph}}]\ e^{-2k_r t}[1-e^{-2k_r h}] \qquad (4.26)$$

$$\sim \mu_e^2 \quad \text{für } v_o \gg v_{ph}$$

in Übereinstimmung mit den energetischen Untersuchungen. Die notwendige numerische Lösung der Gl. 4.24 wird im nächsten Kapitel behandelt.

4.2.2 Numerische Lösung der Dispersionsgleichung

Die nur auf numerischem Weg mögliche Lösung der Dispersionsgleichung 4.24 erfolgt durch einen Suchvorgang in der komplexen k-Ebene. Der Suchalgorithmus entspricht der Down-Hill Methode [12]. Dazu bringt man die Dispersionsgleichung in die implizite Form $F(k = k_r + jk_i) = 0$ und variiert k so lange, bis $|F(k)|$ möglichst klein wird.

Sind z.B. $F(k_1)$ und $F(k_2)$ zwei angenommene Lösungen der Dispersionsgleichung, aber $|F(k_2)| < |F(k_1)|$, dann ist $F(k_2)$ die bessere Lösung. Eine entsprechende iterative Fortsetzung mit weiteren Lösungen $F(k_3)$, $F(k_4)$,... führt schließlich zu immer besseren Werten, bis eine gewünschte Genauigkeitsschranke erreicht ist. Dieses Verfahren konvergiert stets, wenn F(k) zumindest im Suchbereich eine analytische Funktion ist. Dann sind keine lokalen Minima zu befürchten, die einen erfolgreichen Suchvorgang ausschließen könnten.

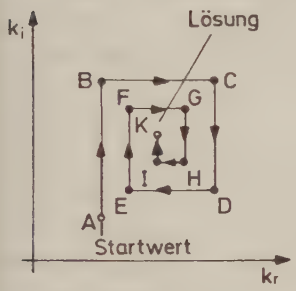


Bild 4.2
Prinzipielle Darstellung des Suchvorganges in der komplexen k-Ebene

Bild 4.2 zeigt den Suchvorgang in schematischer Darstellung.

Ausgehend von einem Startwert im Punkt A wird bei festgehaltenem k_r zunächst k_i variiert, bis im Punkt B wegen Erreichung einer Schranke k_i festgehalten und k_r variiert wird bis im Punkt C usw.

In Bild 4.3 ist beispielhaft ein Suchvorgang von A nach B dargestellt.

Zur Beschleunigung der Konvergenz und damit Einsparung von Rechenzeit erfolgt der Suchvorgang nicht mit äquidistanten Abständen

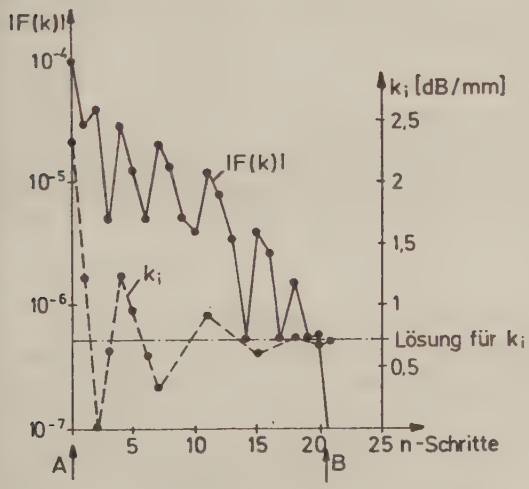


Bild 4.3 Konvergenzverlauf beim Suchvorgang

$\Delta k_{i,r}$; es wird vielmehr von einem groben Raster ausgegangen, das immer dann fortlaufend halbiert wird, wenn $|F(k)|$ nach dem Durchlaufen eines Minimums wieder größer wird (s. Bild 4.3). Als Startwert kann für k_r bzw. k_i der Wert Null vorgegeben werden, da das Verfahren stets konvergiert, doch muß in diesem Fall der Suchbereich und damit das Raster entsprechend groß gewählt werden. Sinnvoller ist die Ausnutzung von a priori Information, indem man als Startwerte Näherungslösungen aus Gl. 4.24 herleitet, die unmittelbar den Zugriff auf ein feines Raster erlauben. Einen geeigneten Startwert für k_r erhält man z.B., wenn man in Gleichung 4.24 $\delta(a)$ gleich Null setzt (zunächst keine Wechselwirkung). Für k_i läßt sich dann aus Gl. 4.24 folgende Näherung herleiten:

$$k_i = \frac{[1-g\frac{v_o}{v_{ph}}]\sinh^2(k_r s)}{\delta^2\, 4\, k_r^2\, s}[e^{-2k_r t}(1-e^{-2k_r h})][\frac{(1+\chi)^2-\kappa^2-2g\kappa-1}{(1+\chi)}] \qquad (4.27)$$

mit der Eindringtiefe $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$.

4.2.3 Analogiebetrachtung Verstärkung-Dämpfung

Das Mikrowellenverhalten eines vormagnetisierten Ferrits wird durch die Matrixdarstellung (2.5) beschrieben. Im Falle vorhandener Verluste werden die Matrixelemente χ und κ komplex (Gl. 2.15) und Gleichung 2.19b beschreibt das Dämpfungsverhalten der magnetostatischen Oberflächenwelle. Im Falle einer aktiven Schichtstruktur beschreibt Gleichung 4.27 näherungsweise das Verstärkungsverhalten der magnetostatischen Oberflächenwelle. Der strukturell gleichartige Aufbau dieser beiden Gleichungen erlaubt einen Vergleich von Dämpfungs- und Verstärkungsphänomen, eine Matrixschreibweise auch für den Verstärkungsmechanismus und schließlich eine physikalische Interpretation der Verstärkung.

Ein Koeffizientenvergleich zwischen den Gleichungen 2.19b und 4.27 liefert unter Berücksichtigung von Gl. 2.10 und der für Verstärkungsanwendungen stets erfüllten Voraussetzung $k_r s \gtrsim 1$ folgende Zuordnung:

$$\chi'' \mathrel{\hat{=}} A \qquad\qquad \kappa'' \mathrel{\hat{=}} -gA \qquad (4.28)$$

$$\text{mit } A = \frac{[g\,\frac{v_o}{v_{ph}} - 1]}{\delta^2\; 2\; k_r^2}\; e^{-2k_r t}\; [1-e^{-2k_r h}] \qquad (4.29)$$

Der Ausdruck für A enthält eine vollständige Beschreibung der Geometrie und der Materialeigenschaften der aktiven Schichtstruktur. Daher läßt sich die Schichtanordnung Ferrit-Halbleiter von Bild 4.1 durch einen äquivalenten aktiven Ferritfilm der Dicke s ersetzen, der in Verallgemeinerung von (2.5) durch folgende Matrix beschrieben wird:

$$\vec{\vec{\mu}}_r = \begin{pmatrix} (1+\chi')+jA & -(gA+j\kappa') & 0 \\ gA+j\kappa' & (1+\chi')+jA & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad (4.30)$$

Beim Verschwinden der Halbleiterschicht ist auch $A = 0$ und Gl. 4.30 wird hermitesch, d.h. beschreibt eine verlust- und verstärkungsfreie Wellenausbreitung.

Die Verluste des Ferritfilms wurden in Kap. 2.24 phänomenologisch durch ein Dämpfungsmoment beschrieben, das den Präzessionswinkel zu vermindern sucht. Für den Fall der Verstärkung kann man den Term A als verantwortlich für eine Entdämpfung und damit eine Vergrößerung des Präzessionswinkels auffassen. Ein Vergleich zeigt, daß das entdämpfende Moment proportional zur Leitfähigkeit σ ist, während im Fall von Verlusten das Dämpfungsmoment proportional zur Linienbreite ΔH war.

Zur Untersuchung des Einflusses der Halbleiterschicht auf die <u>Phasengeschwindigkeit</u> der Oberflächenwelle kann aus Gl. 4.24 näherungsweise folgende Beziehung zur Bestimmung von k_r hergeleitet werden:

$$2(1+\chi)\,\coth\,(k_r s) + (1+\chi)^2 - \kappa^2 + 1 = \delta(\gamma) \qquad (4.31)$$

$$\text{mit}\quad \delta(\gamma) = j[2j\,\frac{k_i}{k_r} + \frac{1}{2}(\frac{\gamma}{k_r})^2]\;2\;(1+\chi)\;\frac{\tan(k_i s)}{\sinh^2(k_r s)}\;.$$

Ein Vergleich mit der entsprechenden, die Verluste berücksichtigenden Gleichung 2.19a in Verbindung mit Bild 2.9 und Gl. 4.26 zeigt, daß die relative Änderung der Phasengeschwindigkeit $\Delta v_{ph}/v_{ph}$ durch

den Halbleiter proportional zu σ^2 ist, ebenso, wie vorher schon im Verlustfall eine Proportionalität zu $(\Delta H)^2$. Zum gleichen Ergebnis kommt man auch direkt über die Zuordnungsgleichungen 4.28.

4.2.4 Stabilität der Verstärkung

Mitentscheidend für die Anwendbarkeit eines aktiven Systems ist die Stabilität der Verstärkung. Stabilität liegt dann vor, wenn sich ein Betriebszustand einstellt, der der Ursache des Systemverhaltens entgegenwirkt, z.B. Gegeninduktion, Rückkopplung in Verstärkern, Verlustmechanismen. Die Stabilität eines magnetostatischen Verstärkers kann durch die Veränderung des Verlaufs der Dispersionskurve während der Verstärkung beurteilt werden. Eine numerische Auswertung von Gl. 4.24 ergibt in schematischer Form folgende Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Frequenz mit der Leitfähigkeit σ als Parameter (Bild 4.4).

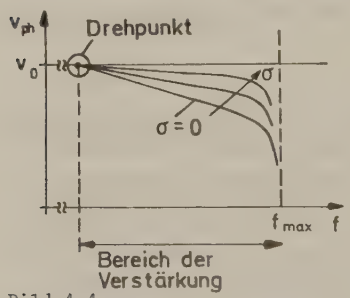


Bild 4.4
Verlauf der Phasengeschwindigkeit im Bereich der Verstärkung

Falls $\sigma = 0$ ist ergibt sich die Dispersionskurve des Ferritfilms allein (verlustlos). Ist $\sigma \neq 0$, dann setzt Verstärkung ein für $v_o \geq v_{ph}$ und die Dispersionskurve "dreht" sich entgegen dem Uhrzeigersinn, das Verhältnis v_o/v_{ph} wird kleiner und wirkt damit der Verstärkung entgegen; ein gekoppeltes System Ferrit-Halbleiter ist also stabil. Die relative Änderung $\Delta v_{ph}/v_{ph}$ wächst mit der Leitfähigkeit σ des Halbleiters und ist wie in Kap. 4.23 bereits angegeben proportional zu σ^2. Absolut gesehen ist die Änderung sehr klein und beträgt etwa 10^{-6} % bei $\sigma = 10$ 1/Ωcm und 10^{-4} % bei $\sigma = 100$ 1/Ωcm.

4.3 Einfluß von Geometrie und Materialparametern auf die Verstärkung

In diesem Kapitel soll durch eine Variation der geometrischen Abmessungen der vorgesehenen Schichtanordnung und der einzelnen Materialparameter ein vertiefter Einblick in die Wirkungsweise eines magneto-

statischen Verstärkers gewonnen werden, um dann im nachfolgenden Kapitel einen solchen Verstärker realisieren zu können. Alle Ergebnisse wurden durch numerische Lösung von Gl. 4.2.4 nach der Down-Hill-Methode berechnet.

4.3.1 Geometrie der Schichtanordnung

Im Interesse einer geringen thermischen Verlustleistung sollte die Dicke h des Halbleiterfilms möglichst dünn sein. Im nachfolgenden Bild 4.5 ist der Einfluß der Filmdicke h auf die Verstärkung dargestellt.

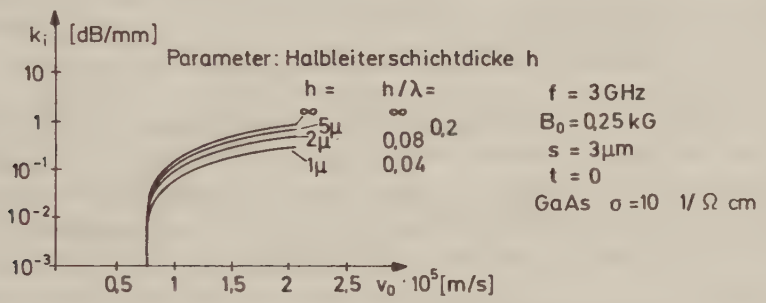


Bild 4.5 Einfluß der Halbleiterschichtdicke h auf die Verstärkung

Man erkennt, daß die Halbleiterschichtdicke h ein relativ unkritischer Parameter ist. Macht man im vorliegenden Fall $h \gtrsim 5$ µm bzw. allgemein $h \gtrsim 0{,}2\ \lambda$, dann wird die Verstärkung nur unwesentlich geringer sein verglichen mit einer unendlich dicken Schicht. Selbst sehr dünne Schichten wie z.B. h = 1 µm ergeben nur eine Verstärkungsreduzierung von z.B. 0,8 dB/mm auf 0,3 db/mm. Eine weitere Reduzierung der Halbleiterfilmdicke sollte jedoch unterbleiben, weil dann durch Oberflächenstreuung der freien Ladungsträger die Beweglichkeit zusehends geringer wird [78] und wegen des quadratischen Zusammenhangs $k_i \sim \mu_e^2$ die Verstärkung stark zurückgeht.

Ein kritischer Parameter ist hingegen der Abstand t zwischen Ferrit- und Halbleiterfilm (Bild 4.6). Der Abstand t ist notwendig zur Anbringung ohmscher Kontakte auf dem Halbleiter, dient aber auch der thermischen Entkopplung zum Ferritfilm. Nach Bild 4.6 sollte der Abstand t im Interesse einer hohen Verstärkung kleiner als 0,04 λ

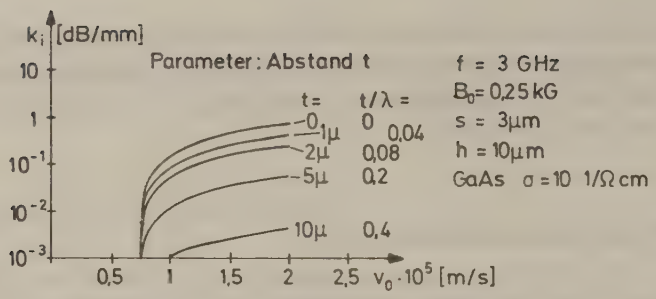


Bild 4.6 Einfluß des Abstandes t zwischen Halbleiter- und YIG-Film auf die Verstärkung

sein, was im vorliegenden Fall weniger als 1 μm ist und technologisch nicht einfach zu realisieren ist.

Mit der Dicke s des Ferritfilms kann die Bandbreite und die Verstärkung beeinflußt werden. Dabei ist die Bandbreite Δf als der Frequenzbereich definiert, in dem die Oberflächenwelle verstärkt wird (nicht zu verwechseln mit üblichen 3 dB-Bandbreitedefinitionen). Bild 4.7 zeigt, daß mit Filmdicken von bereits einigen μm und technisch realisierbaren Elektronendriftgeschwindigkeiten bis $2 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$ eine Verstärkungsbandbreite von einigen hundert MHz zumindest theoretisch erreicht werden kann.

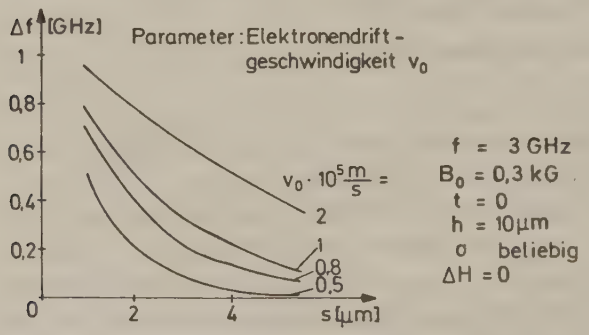


Bild 4.7 Bandbreite der Verstärkung

Bisher wurde vorausgesetzt, daß der Ferritfilm verlustfrei ist. Eine Berücksichtigung der Ferritverluste zeigt, daß die Bandbreite kleiner wird und die Verstärkung abnimmt. In Bild 4.8 ist die Verstärkungskonstante k_i in Abhängigkeit von der Frequenz mit der Ferritfilmdicke s als Parameter unter Berücksichtigung einer Linienbreite von 0,3 Oe dargestellt.

Die Abnahme der Bandbreite durch die Verluste kann durch Vergleich mit Bild 4.7 bestimmt werden (etwa 25 % Abnahme bei ΔH = 0,3 Oe).

Die Abnahme der Bandbreite und auch der Verstärkung mit steigender Ferritfilmdicke geht aus Bild 4.8 direkt hervor und bestätigt die Ergebnisse anderer theoretischer Arbeiten zur Verstärkung an Ferrit-Halbräumen, z.B. [11]. Jedoch ist der Versuch, mit extrem dünnen Ferritfilmen zu immer größeren Bandbreiten und Verstärkungen zu kommen, kein geeigneter Weg, da gleichzeitig die übertragbare Leistung geringer wird (s. Kap. 2.2.6) und die technologischen Anforderungen zur Erstellung der Oberflächenwellenwandler immer höher werden (s. Kap. 4.4.1).

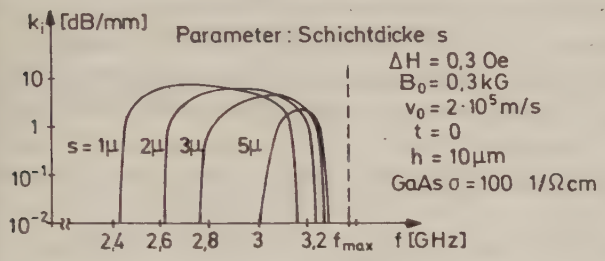


Bild 4.8 Verlauf der Verstärkung bei verschiedenen YIG-Filmdicken s (ΔH = 0,3 Oe)

Der Einfluß einer von Null verschiedenen Linienbreite ΔH auf die Verstärkung ist in Bild 4.9 dargestellt. Demnach reduzieren Linienbreiten kleiner als 0,1 Oe die Verstärkung kaum, doch liegen die besten aus der Literatur bekannten Werte bei ΔH = 0,15 ... 0,2 Oe. Ferrite mit Linienbreiten größer als 0,5 Oe sind für magnetostatische Verstärker wohl unbrauchbar.

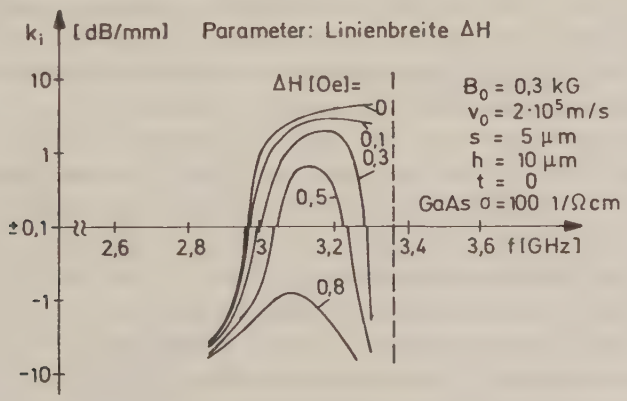


Bild 4.9 Einfluß der Linienbreite ΔH auf die Verstärkung

Bei der Berechnung der Kurven von Bild 4.9 zeigte es sich, daß das Ergebnis praktisch unabhängig davon war, ob bei der numerischen

Auswertung von Gl. 4.24 der Ferrit unmittelbar als verlustbehaftet angenommen wurde oder aber die Verluste später an Hand separater Berechnungen (Bild 2.9) additiv überlagert wurden. Letzterer Weg vermindert den Rechenaufwand erheblich, denn ein Verstärker muß nur einmal berechnet werden und die jeweiligen Verluste ergeben sich dann aus der Linienbreite des verwendeten Ferritfilms allein. Dieser Sachverhalt ist auch physikalisch verständlich, denn Verluste bzw. Verstärkung geschehen mit nur geringer gegenseitiger Kopplung im Ferritfilm bzw. im Halbleiterfilm jeweils für sich.

Der Einfluß einer endlichen Breite z_o des Ferritfilms (z-Richtung) auf die Dispersionseigenschaften wurde in [39] untersucht. Mit dem Ansatz für das magn. Skalarpotential

$$\psi_{(x,y,z)} = X(x) \cdot Y(y) \cdot \sin\,(k_z \cdot z) \qquad (4.32)$$

mit $k_z = \frac{n\pi}{z_o}$, $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$

ist die Beschreibung einer Multimode-Wellenausbreitung mit unterschiedlicher transversaler Feldverteilung möglich (vergl. Hohlleiter im Multimode Betrieb). Die Aufspaltung der Wellenenergie in die einzelnen Moden hängt von der Art der Anregung ab. Im Falle eines magnetostatischen Verstärkers ist z_o jedoch sehr viel kleiner als die Wellenlänge der anregenden Mikrostreifenleitung, so daß fast ausschließlich der Grundmode $n = 0$ angeregt wird, also der bisher behandelte Fall der Unabhängigkeit von der z-Koordinate. Wäre die Filmbreite z_o jedoch ungefähr gleich der halben anregenden Wellenlänge, dann würde vorzugsweise der Mode $n = 1$ angeregt, doch ist dieser Mode nach [39] nur einige % langsamer als der Grundmode, weshalb die Nichtberücksichtigung einer endlichen Filmbreite z_o im Rahmen dieser Arbeit durchaus gerechtfertigt erscheint.

Die Bereiche mit Verstärkung in Bild 4.8 entfernen sich mit dünner werdender Ferritfilmdicke s immer weiter von der oberen Grenzfrequenz f_{max}. Ursache dafür ist das Anwachsen der Ferritverluste bei Annäherung an f_{max} und der Zusammenhang Dämpfungskonstante $k_i \sim 1/s$ (vergl. Kap. 2.2.4). Daher sollen im folgenden zwei weitere Möglichkeiten untersucht werden, eine magnetostatische Oberflächenwelle zu verzögern, ohne die Filmdicke s extrem dünn machen zu müssen: 1. Periodische Strukturen und 2. Koppelwellen (Beide Verfahren konnten aus

technologischen Gründen hier nicht experimentell untersucht werden).

Periodische Strukturen lassen sich mit HPO_3 bei 270° C und Maskierung mit SiO_2 in einen YIG-Film ätzen [79] (s. Bild 4.10). Die Feldgrößen können nun nach dem Floquetschen Theorem durch einen Summenausdruck von räumlichen Harmonischen ausgedrückt werden:

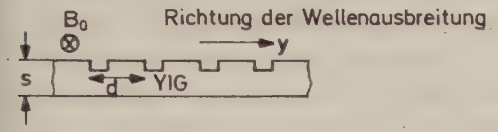


Bild 4.10 Periodische Struktur zur Verzögerung einer magnetostatischen Oberflächenwelle

$$H(x,y,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_n(x,z)\, e^{-jk_n y} \qquad (4.33)$$

wobei

$$v_{ph_n} = \frac{\omega}{k_n} = \frac{\omega}{k + 2n\pi/d} \qquad (4.34)$$

die Phasengeschwindigkeit der n-ten Raumharmonischen ist. Eine Wechselwirkung mit dem Halbleiter erfolgt dann vorzugsweise durch die langsamen Raumharmonischen.

Nachteilig an dieser Vorgehensweise ist die Tatsache, daß periodische Strukturen Filtercharakteristik haben (Sperrbereiche!) und magnetostatische Oberflächenwellen sehr empfindlich gegenüber Störungen an der Oberfläche sind, so daß an jeder Ätzstelle mit Reflexionen in der Größenordnung von einigen Prozent zu rechnen ist [80].

In [6] wurde das Dispersionsverhalten zweier gekoppelter YIG-Filme untersucht (s. Bild 4.11).

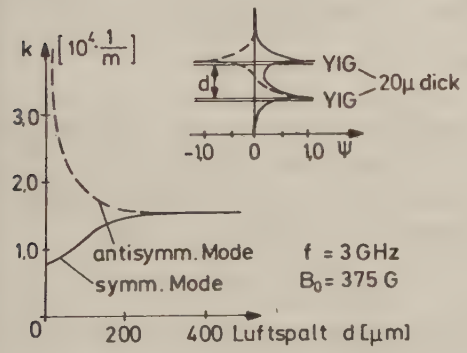


Bild 4.11 Dispersionsverhalten zweier gekoppelter YIG-Filme

Als Lösungen ergeben sich ein langsamer antisymmetrischer und ein schneller symmetrischer Mode. Durch geschickte Gestaltung der Wandler kann erreicht werden, daß nur der langsame antisymmetrische Mode angeregt wird und dann in Wechselwirkung mit dem Halbleiter tritt. Bild 4.11 zeigt jedoch, daß eine Verzögerung nur im begrenzten Umgang möglich ist, da die Dispersionskurven sehr steil verlaufen.

4.3.2 Wechselwirkung zwischen Dotierung und Beweglichkeit bei GaAs

Eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit ist wegen des Zusammenhangs $k_i \sim \mu^2$ (s. Kap. 4.2) entscheidend für hohe Verstärkung. Die Beweglichkeit innerhalb eines Kristalls wird im wesentlichen durch die Streuung an thermischen Gitterschwingungen (Phononenstreuung) eingeschränkt. Im Fall höherdotierter Halbleiter tritt zusätzlich eine Streuung an den Störstellen auf, die sich ab Störstellenkonzentrationen von $N_D \approx 10^{15}\,1/cm^3$ immer stärker bemerkbar macht und im folgenden untersucht wird, während Temperatureinflüsse im Kap. 4.3.3 behandelt werden.

Die Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit von der Störstellenkonzentration findet man in graphischer Form z.B. in [81], der Zusammenhang zwischen Störstellenkonzentration N_D und der Ladungsträgerdichte n_o lautet [81]:

$$\frac{n_o}{N_D} = \frac{1}{4}\,\frac{n_1}{N_D}\left[\sqrt{1 + 8\,\frac{N_D}{n_1}} - 1\right] \qquad (4.35)$$

mit $$n_1 = 2\left(\frac{2\pi m_{eff}\,kT}{h_P^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\frac{W_D - W_C}{k_B T}$$

Dabei sind:

h_P, k_B = Plancksche bzw. Boltzmannsche Konstante

T = Temperatur [K]

W_D, W_C = Donator- bzw. Leitungsbandniveau

$|W_D - W_C|$ = Ionisierungsenergie der Donatoren

Gleichung 4.35 wurde für n-leitendes, Si-dotiertes GaAs, wie es später auch in den Experimenten verwendet wurde, bei T = 300 K ausgewertet und in Bild 4.12 dargestellt (Si ist ein sehr flacher Donator für GaAs mit einer Ionisierungsenergie von 0,002 eV).

Bild 4.12 liefert schließlich unter Berücksichtigung von Gl. 4.17 den gesuchten Zusammenhang zwischen Beweglichkeit μ_e und Leitfähigkeit σ_o, der dann in Bild 4.13 dargestellt ist.

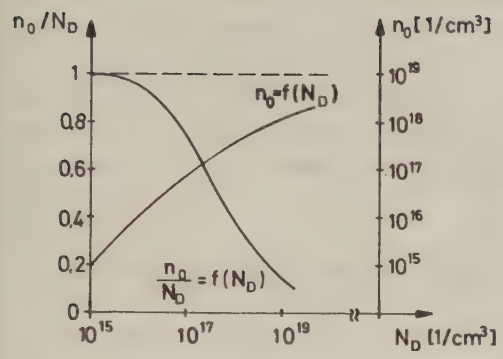


Bild 4.12
Zusammenhang zwischen Störstellenkonzentration N_D und Ladungsträgerdichte n_o

Mit den nunmehr vorliegenden Kurven wurde wiederum Gleichung 4.24 numerisch gelöst, um schließlich den Einfluß der Leitfähigkeit auf die Verstärkung zu untersuchen. Um die Auswirkungen der dotierungsabhängigen Beweglichkeit deutlicher hervortreten zu lassen, wurde in Bild 4.14 die Verstärkungskonstante k_i nicht in Abhängigkeit von der Driftgeschwindigkeit v_o, sondern in Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke E_o mit der Leitfähigkeit σ als Parameter dargestellt (durchgezogene Kurven). Zusätzlich wurde zum Vergleich k_i unter der Annahme einer (unrealistischen) konstanten mittleren Beweglichkeit von 6500 $\frac{cm^2}{Vs}$ berechnet und strichliniert in Bild 4.14 dargestellt.

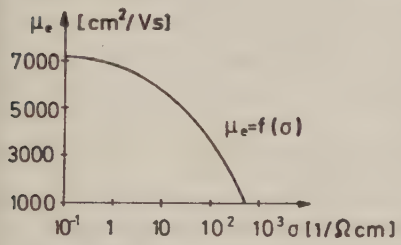


Bild 4.13
Abnahme der Beweglichkeit μ_e mit wachsender Leitfähigkeit σ

Die Auswirkung der mit wachsender Leitfähigkeit sinkenden Beweglichkeit zeigt Bild 4.14 in zweifacher Hinsicht: Zunächst setzt die Verstärkung erst bei wesentlich höherer Feldstärken E_o ein (z.B. 2000 statt 1100 V/cm bei σ = 100 1/Ωcm), zum anderen bleibt die Verstärkung hinter den erwarteten Werten zurück (z.B. 2 statt 7 dB/mm bei σ = 100 1/Ωcm und E_o = 3000 V/cm). Die bislang angenommene Proportionalität zwischen k_i und σ gilt demnach nur bei relativ schwacher Dotierung; spätestens ab Leitfähigkeiten von $\sigma \approx$ 3 1/Ωcm ist dies in zunehmendem Maße nicht mehr der Fall.

Durch den starken Abfall der Beweglichkeit oberhalb σ = 100 1/Ωcm stellt diese Leitfähigkeit einen sinnvollen oberen Grenzwert dar, denn bei noch höheren Leitfähigkeiten überwiegt die Abnahme der Beweglichkeit, so daß sich die resultierende Verstärkung nicht

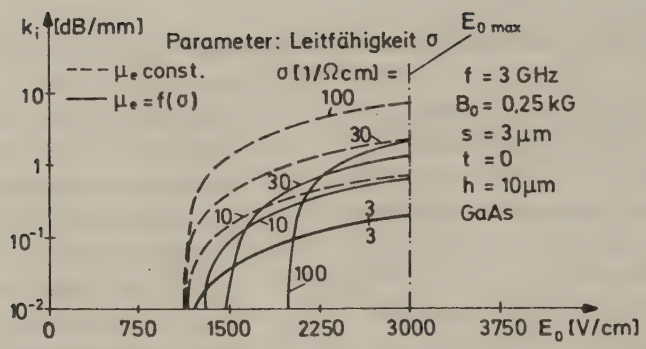


Bild 4.14 Einfluß der Leitfähigkeit σ auf die Verstärkung

mehr erhöht, sondern lediglich eine höhere Verlustleistung produziert wird.

Die Möglichkeit, die geringe Beweglichkeit durch höhere Feldstärken E_o wieder auszugleichen, besteht nicht, denn ab Feldstärken von etwa $E_{o\,max} \approx 3000$ V/cm streuen zusehends "heiße" Elektronen in die Nebenminima des Leitungsbandes, wodurch als Folge der größeren effektiven Masse der Elektronen in den Nebenminima die Beweglichkeit wiederum abnimmt (Gunn-Effekt).

4.3.3 Temperaturabhängigkeit der Verstärkung

Die Temperaturabhängigkeit eines magnetostatischen Verstärkers setzt sich aus den Beiträgen der temperaturabhängigen Größen Sättigungsmagnetisierung M_s (Ferrit) sowie Ladungsträgerdichte n_o und Ladungsträgerbeweglichkeit μ_e (Halbleiter) zusammen. Die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung wurde bereits in den Kapiteln 2.2.2 und 2.3.2 behandelt. Angaben zum Temperatureinfluß auf die Elektronenbeweglichkeit in GaAs findet man in [82], mit deren Hilfe die Kurven in Bild 4.15 gewonnen wurden.

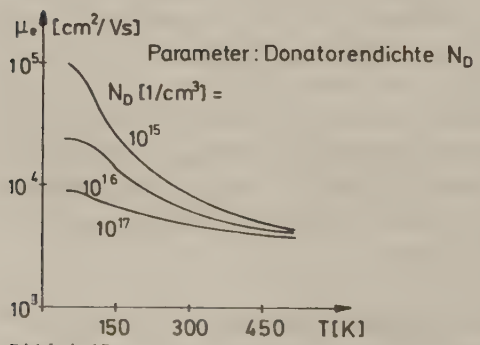


Bild 4.15
Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit μ_e

Bild 4.15 zeigt die Elektronenbeweglichkeit μ_e im hier interessierenden Temperaturbereich von 50 - 500 K mit 3 typischen Werten für die Störstellenkonzentration (Donatorendichte) N_D als Parameter. Der steile Anstieg der Beweglichkeit mit sinkender Temperatur, zumindest bei geringer Donatorendichte wie z.B. $N_D = 10^{15}$ 1/cm³, läßt erkennen, daß bei tiefen Temperaturen hohe Verstärkungen erwartet werden können.

Die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n_o von der Temperatur kann mit Gl. 4.35 berechnet werden. Bild 4.16 zeigt die Ladungsträgerdichte n_o bezogen auf die Donatorendichte N_D in Abhängigkeit von der Temperatur mit der Donatorendichte N_D als Parameter. Die Kurven gelten wieder für Si-dotiertes GaAs mit einer Ionisierungsenergie von 0,002 eV.

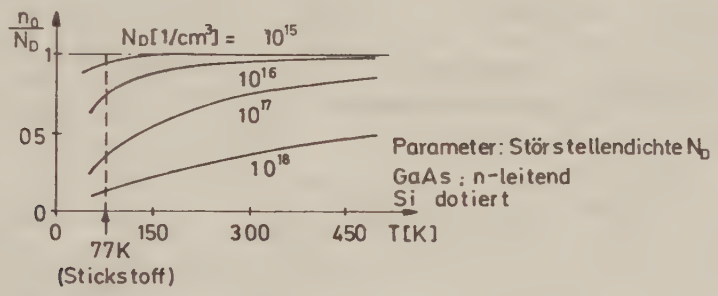


Bild 4.16 Relative Ladungsträgerdichte n_o/N_D in Abhängigkeit von der Temperatur

Es zeigt sich, daß Si-dotiertes GaAs bei Donatordichten bis etwa 10^{15} 1/cm³ nahezu temperaturunabhängig über einen weiten Bereich bezüglich der Ladungsträgerdichte ist. Bei stärkerer Dotierung ist der Halbleiter zu tieferen Temperaturen hin zunehmend schwächer ionisiert. Berechnungen mit einem noch flacheren Donator wie z.B. Sn (Ionisierungsenergie $|W_D - W_C| \approx 0{,}001$ eV) brachten keine signifikanten Verschiebungen der Kurven in Richtung vollständiger Ionisation, da die Ionisierungsenergie auch bei Si bereits sehr klein ist.

Zu höheren Temperaturen hin wird das Halbleitermaterial nahezu vollständig ionisiert und es gilt $N_D \approx n_o$. Die Ladungsträgerdichte wird allein durch die Dotierung bestimmt. Auf Grund des großen

Bandabstandes von GaAs ($W_c - W_v = 1{,}43$ eV) bleibt die Eigenleitungsdichte n_i auch bei relativ schwacher Dotierung bis zu einigen 100° C deutlich unter der Donatorendichte, so daß GaAs auch für hohe Temperaturen durchaus geeignet ist.

Nunmehr wurde die Verstärkungskonstante k_i unter Berücksichtigung der Bilder 4.15 und 4.16 mit Hilfe von Gl. 4.24 bestimmt und mit der Donatorendichte N_D als Parameter in Abhängigkeit von der Temperatur T dargestellt (Bild 4.17).

Bild 4.17 zeigt für tiefe Temperaturen das zunächst überraschende Ergebnis, daß der am geringsten dotierte Halbleiter die größte Verstärkung aufweist (T = 50 K: $k_i \approx 25$ dB/mm bei $N_D = 10^{15}$ 1/cm³ gegenüber 4,5 dB/mm bei 10^{17} 1/cm³; jedoch T = 300 K: $k_i \approx 0{,}1$ dB/mm bei 10^{15} 1/cm³ gegenüber 2,5 dB/mm bei 10^{17} 1/cm³). Die Erklärung dafür liefern jedoch die Kurvenverläufe der Bilder 4.15 und 4.16, denn nach Bild 4.15 steigt insbesondere beim gering dotierten Halbleiter die Beweglichkeit mit sinkender Temperatur stark an und nach Bild 4.16 bleibt nur der schwach dotierte Halbleiter auch bei tiefen Temperaturen noch weitgehend ionisiert. Demnach läßt ein magnetostatischer Verstärker bei tiefen Temperaturen eine hohe Verstärkung erwarten, wenn er für tiefe Temperaturen konzipiert, d.h. nicht zu hoch dotiert ist. Die Kühlung eines für 300 K optimierten Verstärkers bringt hingegen kaum Vorteile.

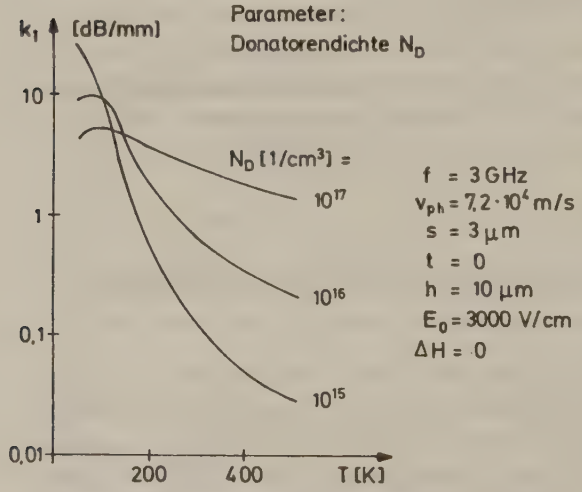


Bild 4.17 Temperaturabhängigkeit der Verstärkung

4.3.4 Alternative Halbleitermaterialien

GaAs wird wegen seiner hohen Elektronenbeweglichkeit μ_e (s. Bild 4.15) und seiner Anwendbarkeit über einen weiten Temperaturbereich im Rahmen dieser Arbeit bevorzugt eingesetzt (bei Experimenten ausschließlich).

Ein Halbleiter mit einer noch etwa um den Faktor 10 größeren Beweglichkeit als GaAs ist InSb. Problematisch ist bei diesem Material jedoch der geringe Bandabstand von 0,16 eV, der zu einer sehr hohen Eigenleitungsdichte führt, wie man Bild 4.18 entnehmen kann.

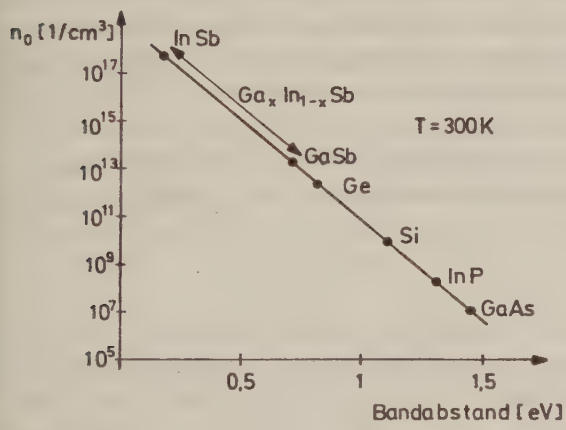


Bild 4.18 Ladungsträgerdichte und Bandabstand einiger wichtiger Halbleitermaterialien

Die hohe Eigenleitungsdichte verbunden mit der hohen Beweglichkeit führt jedoch zu so hohen Leitfähigkeiten ($\sigma \approx 6000$ 1/Ωcm bei 300 K), daß InSb bei Raumtemperatur aus Gründen der thermischen Verlustleistung für magnetostatische Verstärker nicht eingesetzt werden kann. Die Tatsache, daß die Leitfähigkeit von InSb bei Raumtemperatur sehr empfindlich und ausschließlich von der Temperatur und nicht von der Dotierung abhängt, macht einen Halbleiter prinzipiell für technische Anwendungen ungeeignet.

InSb ist jedoch ein für tiefe Temperaturen geeigneter Halbleiter; die Materialeigenschaften wurden in [83] bei 77 K eingehend untersucht. Die hohe Beweglichkeit führt jedoch weniger zu einer höheren Verstärkung gegenüber GaAs, sondern vielmehr zu einer Reduzierung der Versorgungsspannung und damit auch der thermischen Verlustleistung, da die höchstzulässige Feldstärke E_o nur etwa 0,4 kV/cm gegenüber 3 kV/cm bei GaAs beträgt. Der Zusammenhang zwischen der Feldstärke E_o und der Driftgeschwindigkeit v_o wird bei InSb bereits

bei $E_o \approx 15$ V/cm nichtlinear, weshalb die erreichten Driftgeschwindigkeiten wesentlich kleiner sind als die, die sich gemäß $v_o = \mu_e \cdot E_o$ ergeben würden. In [83] wird eine maximale Driftgeschwindigkeit von $9 \cdot 10^5$ m/s bei 0,4 kV/cm angegeben.

Eine mögliche Alternative zu GaAs bei Raumtemperatur ist Ga-substituiertes InSb [84]. Wie aus Bild 4.18 hervorgeht, ist der Bandabstand von $Ga_xIn_{1-x}Sb$ eine Funktion von x, wodurch man nun in der Lage ist, durch entsprechende Ga-Substitution die Eigenleitungsdichte so weit abzusenken, daß die Leitfähigkeit praktisch durch die Dotierung bestimmt ist. In [84] wurde für x = 0,3 ... 0,5 eine Beweglichkeit μ_e von etwa 35.000 cm²/Vs gemessen, wobei die zulässige Feldstärke E_o 0,6 kV/cm nicht überschreiten darf. Daher wird auch dieses Material kaum höhere Verstärkung als GaAs liefern, dafür jedoch eine geringere Verlustleistung erlauben.

Die anderen in Bild 4.18 angegebenen Halbleiter erscheinen wegen zu geringer Beweglichkeit [84] als ungeeignet für magnetostatische Verstärker.

4.4 Realisierung eines magnetostatischen Verstärkerelements für eine planare Strahlergruppe

4.4.1 Anforderungen an einen magnetostatischen Verstärker

Zunächst sollen die wesentlichen Anforderungen an einen magnetostatischen Verstärker zusammenfassend dargestellt werden.

Ferritfilm:

Der Ferritfilm sollte dünn (einige µm) und extrem verlustarm sein ($\Delta H \lesssim 0{,}3$ Oe, derzeit nur mit einkristallinem YIG erreichbar). Unter diesen Voraussetzungen erzielt man eine langsame, dämpfungsarme Ausbreitung der magnetostatischen Oberflächenwelle, wodurch hohe Verstärkung bei gleichzeitig großer Bandbreite erreicht werden kann.

Nachteilig sind bei Verwendung dünner Filme jedoch Sättigungserscheinungen durch die hohe Energiedichte (vergl. Kap. 2.2.6) und erhöhte Anforderungen an die Technologie, da die Wandlerabmessungen in die Größenordnung einige µm kommen (Toleranzproblem).

Halbleiterfilm:
Wegen des Zusammenhangs $k_i \sim n_o \mu_e^2$ (s. Gl. 4.26) sollten die Ladungsträgerdichte n_o und insbesondere die Beweglichkeit μ_e möglichst groß sein. Ein oberer Grenzwert für n_o ergibt sich aber wegen der Abnahme der Beweglichkeit mit wachsender Dotierung (s. Kap. 4.3.2) und der auftretenden Verlustleistung. Als Halbleitermaterial mit hoher Beweglichkeit kommt derzeit nur GaAs, Ga-substituiertes InSb sowie bei tiefen Temperaturen InSb in Frage (s. Kap. 4.3.4). Die Schichtdicke h des Halbleiterfilms ist so zu wählen, daß die maximal mögliche Verstärkung nahezu erreicht wird; $h \approx 0{,}2 \cdot \lambda$ ist ein guter Kompromiß zwischen hoher Verstärkung und minimaler Verlustleistung (s. Kap. 4.3.1). Die Länge des Halbleiterfilms, die Wechselwirkungslänge l_w, ist so zu bemessen, daß Betriebsspannung U_o und Verlustleistung sinnvolle Werte nicht überschreiten (z.B. l_w=0,5mm: U_o = 150 V bei $E_{o_{max}}$ in GaAs).

Abstand t zwischen Ferrit- und Halbleiterfilm:
Der Abstand t sollte wegen des exponentiellen Feldabfalls möglichst klein sein; bei $t \lesssim 0{,}02\ \lambda$ ist praktisch kein Verstärkungsverlust feststellbar (s. Kap. 4.3.1).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die geometrischen Vorgabedaten mit den zur Verfügung stehenden Mitteln und Einrichtungen eingehalten werden können. Unbefriedigend sind die Linienbreite der verwendeten YIG-Filme ($\Delta H \approx 1$ Oe) und, allerdings unvermeidlich, die Beweglichkeit der Elektronen im Halbleiterfilm, obwohl mit GaAs das geeignetste Material für Raumtemperatur eingesetzt wird (Konsequenz: Hohe Verlustleistung - statt CW- nur Pulsbetrieb möglich).

4.4.2 Übersicht zu bisherigen experimentellen Untersuchungen

Experimentelle Untersuchungen zur Verstärkung wurden bisher ausschließlich an kompakten YIG-Einkristallen vorgenommen, Experi-

mente an epitaktischen Filmen sind nicht bekannt. Als Halbleitermaterialien fanden bisher InSb, Ge, Si und GaAs Verwendung, Arbeitstemperatur war meist 77 K (Siedetemperatur von Stickstoff). Dauerstrichexperimente sind ebenfalls nicht bekannt, stattdessen wurde Pulsbetrieb mit Wiederholraten zwischen ca. 15 und 100 Hz und Pulslängen von ca. 1 µs vorgenommen. Die verwendeten Feldstärken lagen zwischen 0,4 kV/cm für InSb und 2,5 kV/cm für GaAs. Neben Oberflächenwellenexperimenten sind auch Untersuchungen an Rückwärtswellen vorgenommen worden. Die gemessenen Verstärkungen waren in der Regel sehr schwach und blieben deutlich hinter den theoretisch erzielbaren Werten zurück. Die besten Ergebnisse erzielte bisher wohl YAMADA [9], wobei aber die erreichte Verstärkung gerade dazu ausreichte, die zusätzlichen Verluste durch den Halbleiter in etwa auszugleichen.

Nachfolgend sind in tabellarischer Form (s. Seite 4-29) noch einmal die Merkmale der wichtigsten bisher durchgeführten Verstärkungsexperimente zusammengestellt.

4.4.3 Aufbau eines magnetostatischen Verstärkers

Ein magnetostatischer Verstärker wurde wie in Bild 4.19 dargestellt aufgebaut. Das Messing-Gehäuse ist aus thermischen Gründen relativ groß gestaltet worden. Die vergoldeten Anschlußdrähte werden durch Isolierhülsen am Gehäuseboden hereingeführt. Gehäuse und Anschlußdrähte müssen aus nichtmagnetischem Material bestehen, da sonst das statische Magnetfeld zur Vormagnetisierung des YIG-Kristalls gestört wird. Auf dem Gehäusesteg wurde mit Leitkleber das hochohmige Trägersubstrat befestigt, das die epitaktische GaAs-Schicht trägt. In diese GaAs-Schicht wurden Ohmsche Kontakte in Form zweier Metallisierungsstreifen einlegiert, zwischen

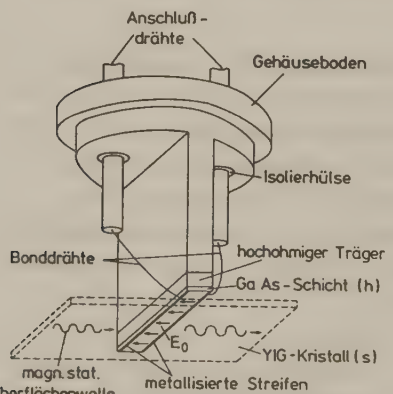


Bild 4.19
Aufbau eines magnetostatischen Verstärkers

Literaturquelle	Wellenart	Halbleiter	Temperatur [K]	Feldstärke [kV/cm]	Pulsbetrieb	Gemessene Verstärkung
[13]	Rückwärtswelle	InSb	147	-*	-	ja, sonst keine Angaben
[14]	Oberflächenwelle	InSb	77	0,4	-	ja, sonst keine Angaben
		Si	300	-	-	nein
[15]	Rückwärtswelle	InSb	77	0,4	20 Hz; 2µs	ja, schwach
		Ge	300	2,0	20 Hz; 2µs	ja, Halbleiterverluste zu 50 % kompensiert
[16]	Oberflächenwelle	Ge	300	2,0	15 Hz; 1µs	ja, schwach
[9]	Oberflächenwelle	GaAs	300	2,5	100-200Hz;-	ja, Halbleiterverluste nahezu kompensiert

* - bedeutet: keine Angabe

diesen Streifen liegt im Betriebsfall die äußere Feldstärke E_o (Wechselwirkungsbereich). Eine leitende Verbindung zwischen den Anschlußdrähten und den Kontaktstreifen wird durch Bonden hergestellt.

Der YIG-Kristall wird durch eine Halterung mit der GaAs-Schicht verbunden; die Wandler zum Ein- und Auskoppeln der magnetostatischen Oberflächenwelle sind nicht mit eingezeichnet.

Die zur Erzielung einer großen Verstärkung notwendige hohe Dotierung des Halbleiters begünstigt das Aufbringen der Metallisierungsstreifen. Im allgemeinen ist ein Metall-Halbleiterübergang nichtlinear mit einer Sperr- und einer Durchlaßrichtung, verursacht durch eine Verarmungszone der Weite w. Da aber $w \sim N_D^{-1/2}$ gilt, ist die Verarmungszone bei starker Dotierung sehr dünn und wird von den Ladungsträgern durchtunnelt, weshalb der hochdotierte Metall-Halbleiterkontakt Ohmschen Charakter hat [86]. Daher kann im vorliegenden Fall ohne zusätzliche hochdotierte Zwischenschicht die GaAs-Schicht unmittelbar metallisiert werden. Als Kontaktmaterial eignet sich hier besonders AuGe auf einer Nickelhaftschicht [87]. Damit konnten niederohmige, mechanisch haltbare und thermisch belastbare Ohmsche Kontakte angefertigt werden.

Der Kontaktaufbau für diese Arbeit ist nach Bild 4.20 strukturiert. Auf eine 70 Å dicke Nickelhaftschicht folgt als Kontaktmaterial eine 1800 Å dicke AuGe-Schicht. Auf einer weiteren Nickelschicht von 200 Å Dicke sitzt schließlich eine Goldschicht von 1000 ÷ 2500 Å, die den Kontakt in seiner Querabmessung (Bahnwiderstand) niederohmig halten soll, um im Wechselwirkungsbereich eine möglichst homogene Verteilung des äußeren Feldes E_o zu erhalten. Eine weitere Verstärkung der obersten Goldschicht zur Reduzierung des Bahnwiderstandes ist aus Gründen der Haftfestigkeit (Abplatzen des Kontaktes!) nicht empfehlenswert und

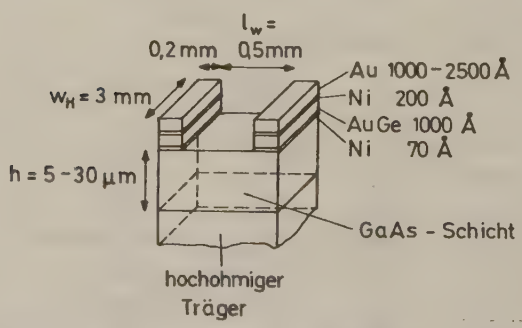


Bild 4.20 Kontaktaufbau auf dem GaAs-Film

verbietet sich andererseits auch aus der Forderung, daß der Luftspalt t zwischen Halbleiter und Ferritfilm möglichst dünn sein sollte.

Nach dem Aufdampfen der genannten 4 Metallschichten erfolgt bei ca. 450° C ein Einlegieren des Kontaktes, wobei die 200 Å Nickelschicht die Aufgabe hat, ein Vermischen der AuGe- und der Au-Schicht zu verhindern.

Ein neuartiges und offensichtlich besseres Verfahren zur Kontaktierung ist die Molekularstrahlepitaxie [88], die jedoch wegen nicht vorhandener Technologie hier nicht eingesetzt werden konnte. Mit der Molekularstrahlepitaxie lassen sich auf beliebig dotiertem GaAs sehr niederohmige Kontakte mit guter Reproduzierbarkeit anfertigen, wobei die Metallisierungsdicke präzis eingehalten werden kann und der abschließende Legierungsvorgang überflüssig wird.

Der Bahnwiderstand des Kontaktstreifens kann aus den genannten Gründen (Abplatzen des Kontaktes bzw. Luftspalt zum Ferritfilm) nicht beliebig klein gemacht werden, weshalb es im Wechselwirkungsbereich zwischen den Kontakten zu einer inhomogenen Feldverteilung kommt. Die Feldverteilung läßt sich näherungsweise berechnen, wenn man die Anordnung nach Bild 4.20 durch ein genügend fein segmentiertes Kettenleiterersatzschaltbild nachbildet (Bild 4.21). Dabei ist R_1 der Bahnwiderstand des Kontaktes je Längeneinheit und R_2 der entsprechende Widerstand der GaAs-Schicht zwischen den Kontakten.

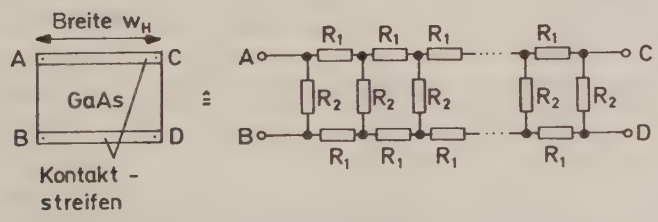


Bild 4.21 Leitungsersatzschaltbild eines Verstärkerelements

Eine Auswertung des Kettenleiterersatzschaltbildes führt auf eine Feldverteilung wie in Bild 4.22 dargestellt. Bei einseiti-

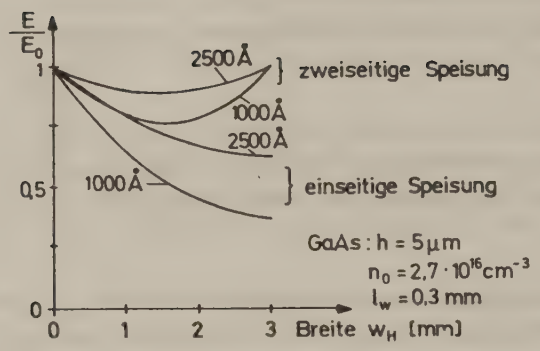


Bild 4.22
Verlauf der Feldstärke im Verstärkerelement durch die endliche Leitfähigkeit der Kontaktstreifen

ger Speisung (Bondkontakte A und B) ist das elektr. Feld sehr inhomogen, bei beidseitiger Speisung (Bondkontakte C und D zusätzlich) und 2500 Å dicken Goldkontakten ist die elektr. Feldstärke nur noch max. 10 % geringer als an den Speisepunkten, weshalb für die Experimente auch dieser Aufbau gewählt wurde.

4.4.4 Verlustleistung, Versorgungsspannung

Die zur Erreichung einer hohen Driftgeschwindigkeit v_o (z.B. $v_{o\,max} = 2 \cdot 10^5$ m/s in GaAs) notwendige Feldstärke E_o (z.B. 3 kV/cm bei $v_{o_{max}}$ in GaAs) verursacht eine erhebliche Verlustleistung P_v und erfordert hohe Werte für Betriebsspannung U_o bzw. -strom I_o. Die Halbleiterschicht ist daher so zu dimensionieren, daß sich die Verlustleistung in Grenzen hält und die entstehende Wärme abgeführt werden kann (z.B. Messinggehäuse). Wie nachfolgende Berechnungen zeigen, ist mit den derzeit bekannten Halbleitermateria-

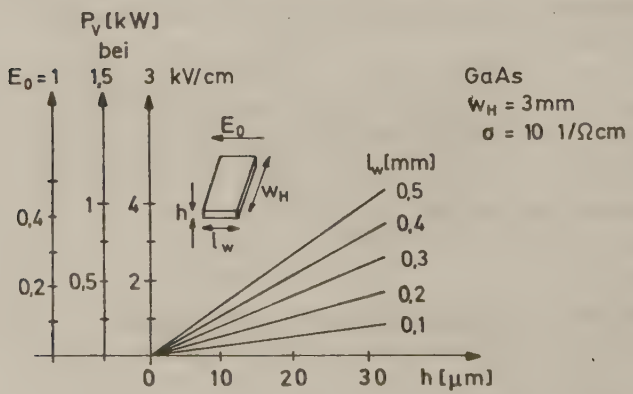


Bild 4.23 Verlustleistung in einem Verstärkerelement

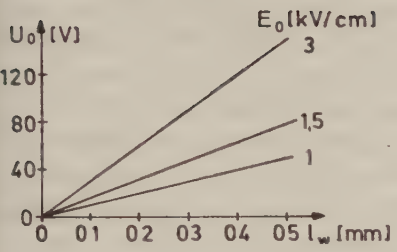


Bild 4.24
Versorgungsspannung für ein Verstärkerelement

lien kein Dauerstrichbetrieb möglich; zunächst ist Pulsbetrieb mit möglichst großem Tastverhältnis anzustreben. Mit den Abmessungen der Halbleiterschicht nach Bild 4.20 errechnen sich P_V, U_o und I_o folgendermaßen

$$P_V = w_H h \, l_w \, \sigma \, E_o^2$$

$$U_o = \sqrt{\frac{P_V \, l_w}{w_H \, h \, \sigma}} \qquad (4.36)$$

$$I_o = w_H \, h \, \sigma \, E_o$$

und sind für einige typische Parameterwerte als Dimensionierungshilfe in den Bildern 4.23 - 4.25 dargestellt. Den Kurven ist zu entnehmen, daß der Betrieb eines magnetostatischen Verstärkers Spannungen (Ströme) in der Größenordnung von ca. 100 V (10 A) erfordert und somit Verlustleistungen von etwa 1 kW abzuführen sind. Diese besonderen Anforderungen an U_o und I_o in Verbindung mit Pulsbetrieb machen eine speziell angepaßte Stromquelle notwendig, die im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

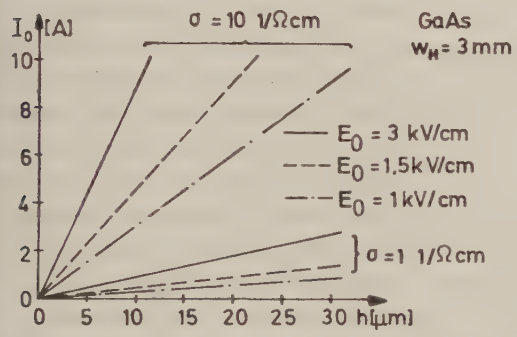


Bild 4.25 Strom in einem Verstärkerelement

4.5 Impulsgenerator zur Stromversorgung

Die Stromversorgung eines magnetostatischen Verstärkers mit einem Netzgerät, das entsprechend der Pulsfrequenz einfach ein- und ausgeschaltet wird, stellt keine befriedigende Lösung dar. Zunächst wird ein hoher Betriebsstrom nur während der relativ kurzen Einschaltzeit (Größenordnung μs) benötigt, zum anderen stehen Größe

und Kosten eines Netzgerätes, das die benötigten Leistungen eines solchen Verstärkers auch im Dauerstrich-Betrieb liefern kann, in keinem sinnvollen Verhältnis zum magnetostatischen Verstärker selbst

Besser geeignet und kostengünstiger ist aber demnach ein Impulsgenerator, der lediglich für die kurze Einschaltzeit die benötigte Leistung bereitstellt und anschließend während der langen Ausschaltzeit durch einen Ladevorgang dafür sorgt, daß für die nächste Einschaltsequenz wieder genügend Leistung zur Verfügung steht. Diese Aufgabe löst ein Impulsgenerator nach Bild 4.26.

Als Ladungsspeicher dient eine Koaxialleitung mit dem Wellenwiderstand Z_L und der Länge l. Als Schalter arbeitet der Transistor T, der im Lawinendurchbruch betrieben wird. Während der Ausschaltzeit wird die Koaxialleitung über einen Vorwiderstand R_V auf die Gleichspannung U_B aufgeladen, der Transistor ist durch die auf Masse liegende Basis gesperrt. Ein Triggerimpuls über den Impulstransformator Tr auf die Basis löst den Lawinendurchbruch dann aus, wenn die Ladespannung des Kabels nahezu gleich der Durchbruchspannung der Kollektor-Basis-Grenzschicht ist. Die Kollektor-Emitterspannung U_{CE} bricht auf einen sehr kleinen Wert zusammen, wodurch sich nun die Ladespannung des Kabels auf den Lastwiderstand R_L und den Kabelwellenwiderstand Z_L aufteilt. Da der Lawinendurchbruch ein extrem schneller Vorgang ist (Zeitkonstante einige 100 ps), steht an der Last ein Impuls mit steiler Vorderflanke zur Verfügung. Nach der doppelten Signallaufzeit $2 \cdot t_o$, gegeben durch die Länge l der Koaxialleitung, hat sich die Leitung entladen, der Transistor sperrt wieder und die Spannung an der Last geht auf Null zurück. Durch den unvollständigen Ausschaltvorgang des Transistors hat die Impulsrückflanke eine Stufe (s. Bild 4.29), die sich jedoch mit einem zweiten Lawinentransistor beseitigen läßt [89], wobei mit Hilfe dieses Transistors zusätzlich die Pulsbreite stufenlos variiert werden kann im Bereich 0 ..... $2t_o$.

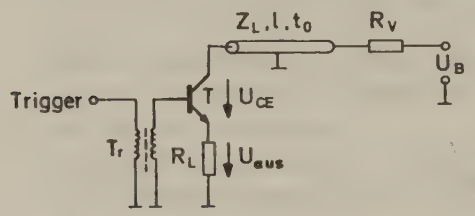


Bild 4.26 Impulsgenerator

Da beim magnetostatischen Verstärker die Last R_L klein ist (10 - 20Ω), kann zur Erzielung einer hohen Ausgangsspannung und zur Leistungsanpassung der Wellenwiderstand des Kabels nicht die üblichen 50 Ω haben. Da niederohmige Kabel unhandlich und teuer sind, wurde in der vorliegenden Arbeit mit parallel geschalteten 50 Ω Kabeln gearbeitet. Mit Normkabeln vom Typ RG 58 oder RG 221 werden Pulslängen von etwa 10 ns/m erreicht. Die maximal zulässige Pulslänge ergibt sich aus dem Wärmewiderstand des Transistors und wird zweckmäßigerweise experimentell ermittelt. Die Pulsfolgefrequenz wird durch die zulässige Verlustleistung des Transistors begrenzt, wodurch gleichzeitig eine Dimensionierungsvorschrift für den Vorwiderstand R_V gefunden ist: R_V wird so groß gewählt, daß das Kabel bei der höchsten zulässigen Frequenz gerade noch vollständig aufgeladen wird. Beim Überschreiten dieser Frequenzgrenze folgt aus der unvollständigen Kabelaufladung ein Absinken der Verlustleistung oder gar ein Ausbleiben des Lawineneffekts, wodurch sich die Schaltung selbst schützt.

Als Transistoren eignen sich planare, Silizium n^+-p-n-n^+ Transistoren mit dünnem epitaktischem Kollektor [90], weil sich dann hohe Feldstärken bereits bei nicht zu hohen Betriebsspannungen an der Kollektor-Basis-Sperrschicht aufbauen und den Lawinendurchbruch in der gesperrten Kollektor-Basis-Diode auslösen. Geeignete Transistoren werden experimentell ausgewählt, als besonders geeignet zeigte sich der 500 mW - Typ 2N 5551, mit dem Pulsleistungen > 1 kW erzielt werden konnten (s. Kap. 4.7).

4.6 Aktive planare Strahleranordnungen

Die in Kap. 3 vorgestellte planare Strahleranordnung läßt sich in Verbindung mit der in diesem Kapitel untersuchten Verstärkungsmöglichkeit magnetostatischer Moden zu einem aktiven, planaren Array erweitern. Die Belegung des gesamten YIG-Films mit einer Halbleiterschicht zwecks Verstärkung ist jedoch nicht möglich, da zunächst die thermische Verlustleistung zu groß ist und andererseits die Versorgungsspannung unzweckmäßig hohe Werte bei gleichzeitig großen Strömen erfordern würde. Sinnvoll erscheint es hingegen, das planare Array nach Bild 3.20 durch Hinzufügen einzelner Verstärkungsele-

mente zu einem aktiven Array zu erweitern (Bild 4.27).

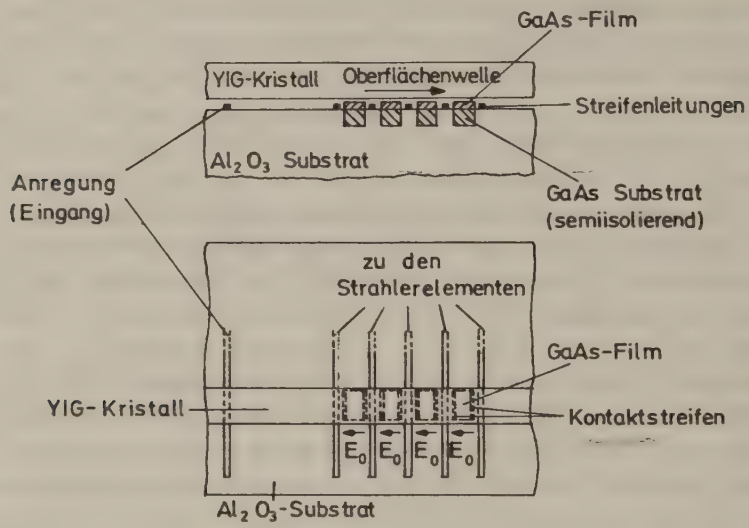


Bild 4.27 Aktive planare Strahleranordnung

Die Speisung der Einzelstrahler erfolgt durch die in Wechselwirkung mit den driftenden Elektronen des GaAs-Films unmittelbar in der Speisezone verstärkten magnetostatischen Oberflächenwellen. Ein Vorteil der Verwendung einzelner Verstärkerelemente ist auch die individuelle Einstellung dieser und damit die Möglichkeit, über die Phasenbelegung hinaus auch die Amplitudenbelegung des Arrays durch Variation der Verstärkung elektronisch einzustellen.

Ungünstig ist nach Bild 4.27 die Tatsache, daß der notwendigerweise auf einem semiisolierenden GaAs-Substrat epitaktisch gewachsene GaAs-Film vor dem Einbau eine Bearbeitung des Al_2O_3- Substrates erfordert. Durch die Verwendung eines hochohmigen GaAs-Substrates an Stelle von Al_2O_3-Keramik kann dieser zusätzliche Arbeitsgang eingespart werden, denn die monolithische Schaltungstechnik erlaubt die Realisierung sämtlicher Schaltungselemente (mit Ausnahme des YIG-Films) auf nur einem Substat durch Aufdampfen, Epitaxie, Diffusion, Ionenimplantation etc. [91]. Hauptvorteile einer solchen monolithischen Schaltungstechnik sind gute Reproduzierbarkeit und erhöhte Zuverlässigkeit, da alle kritischen Arbeitsgänge wie mechanische Bearbeitung, Justieren, Bonden, Löten etc. entfallen können, sowie kompakter Aufbau und bei größeren Stückzahlen auch niedrigere Kosten. Problematisch sind hingegen Wärmeabfuhr und Fehlersuche bzw.-reparatur.

4.7 Experimentelle Untersuchungen zu Kap. 4

Ziel der hier beschriebenen experimentellen Untersuchungen ist der erstmalige Nachweis der Verstärkung in einer Dünnfilmstruktur YIG-GaAs. Zunächst wurde zur Stromversorgung der in Abschnitt 4.5 beschriebene Impulsgenerator als gedruckte Schaltung auf einem 2"x2" RT-Duroid Substrat realisiert und in ein Hf-dichtes Messinggehäuse eingebaut (Bild 4.28).

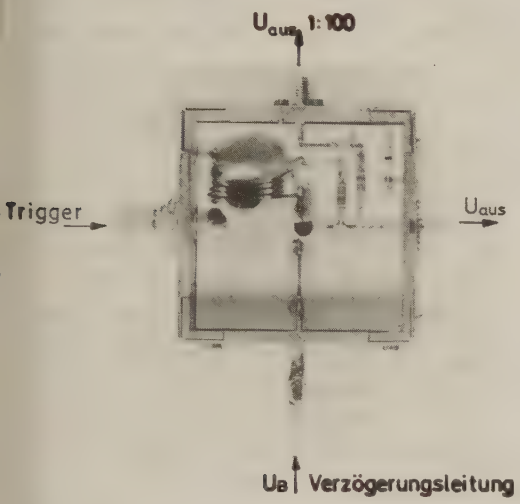


Bild 4.28 Impulsgenerator (ohne Verzögerungsleitung)

Die Zuführung des Triggersignals und der Puls-Ausgänge erfolgt über BNC- bzw. OSM-Stecker; die außerhalb des Gehäuses befindliche niederohmige Verzögerungsleitung mit einem Wellenwiderstand von $Z_L = 12{,}5\ \Omega$ speist ein Semi-Rigid Kabel. Bild 4.29 zeigt die mit dieser Schaltung erzeugten Pulse bei verschiedenen Ladespannungen U_B. Die Pulsflanken sind sehr steil (Größenordnung einige ns), die Pulsdauer von 50 ns wurde mit einer 5 m langen Verzögerungsleitung erzielt. Der unterschiedliche Abstand der Pulse zum Triggerzeitpunkt weist darauf hin, daß der Lawinendurchbruch ein span-

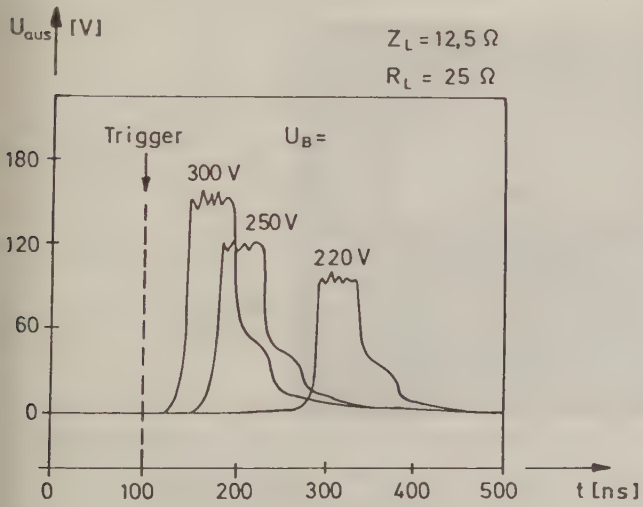


Bild 4.29 Ausgangspulse des Impulsgenerators

nungsabhängiger Vorgang ist. Bild 4.30 zeigt schließlich, daß der so aufgebaute Impulsgenerator auch genügend niederohmig zum Betreiben magnetostatischer Verstärker ist, denn die gemessene Pulsleistung P_{aus} hat ihr Maximum, abhängig von der Kabel-Ladespannung, bei einem Lastwiderstand etwa zwischen 10 und 25 Ω.

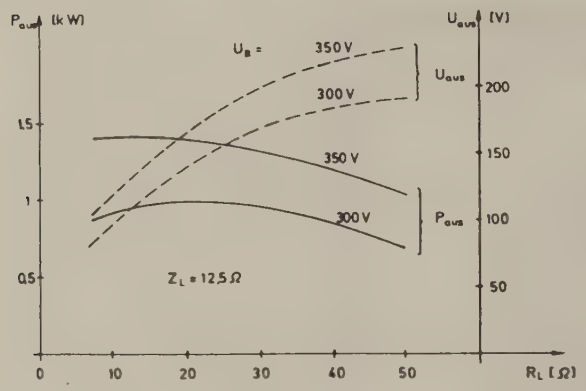


Bild 4.30 Ausgangsleistung und -spannung der Pulse des Impulsgenerators

Die Verstärkungsexperimente wurden mit dem in Kap. 4.4.3 beschriebenen magnetostatischen Verstärker durchgeführt (s. Bild 4.19). Dazu wurde die in Bild 4.31 dargestellte Meßvorrichtung verwendet, die an ihrer Oberseite den YIG-Film auf Al_2O_3-Keramik aufnimmt, während der GaAs-Film durch eine Höhenverstellung innerhalb der Vorrichtung so an den YIG-Film herangeführt werden kann, daß jeder gewünschte Abstand t zwischen den Filmen einstellbar ist.

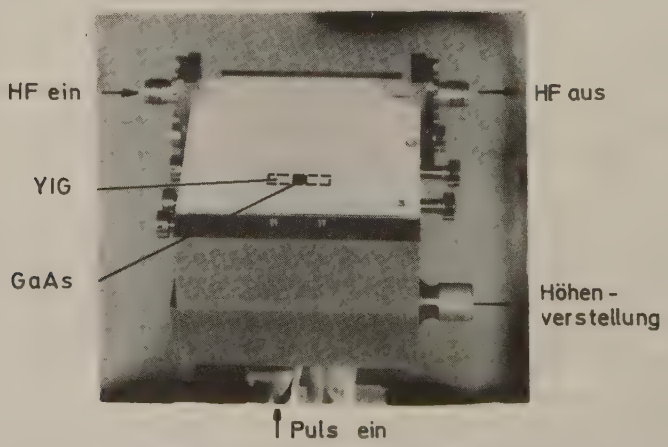


Bild 4.31 Meßvorrichtung zum Nachweis der Verstärkung mit einer Schichtanordnung YIG-GaAs

Wie ausgeführt kann die Messung der Verstärkung nur im Pulsbetrieb

erfolgen. Bild 4.32 zeigt den grundsätzlichen Meßaufbau. Während das Mikrowellensignal im CW-Betrieb anliegt, versorgt der Impulsgenerator den GaAs-Film mit den notwendigen hohen Feldstärken. Ein nachfolgender Verstärker hebt den Pegel soweit an, daß das mit einer Mikrowellendiode detektierte Signal an einem Oszillographen angezeigt werden kann.

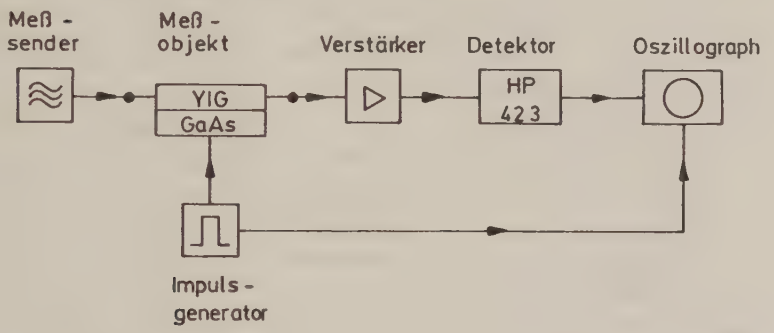


Bild 4.32 Meßaufbau zum Nachweis der Verstärkung

Die Experimente wurden bei einer Frequenz von f = 2,8 GHz an YIG-Filmen von s = 6,7 µm Dicke durchgeführt. Bild 4.33 zeigt die gemessene Verstärkung bei Wechselwirkung mit einer h = 5 µm dicken und l_w = 0,5 mm langen GaAs-Schicht der Leitfähigkeit σ = 27 1/Ωcm. Die Impulsspannung von 90 V und 1 µs Dauer ruft eine Feldstärke von 1800 V/cm hervor. Nur während dieses Zeitraumes ist Verstärkung möglich. Ohne Halbleiterfilm (s. Kurve t → ∞) stellt sich ein konstanter Mikrowellenpegel ein. Bei Annäherung des Halbleiters an den YIG-Film kommt es durch die auftretenden Verluste zu einem Absinken des Pegels und nur während der Pulsdauer kann dann ein Verstärkungseffekt beobachtet werden. Bei direktem Kontakt beider Filme erreichen Verlust und Verstärkung jeweils ihr Maximum (s.

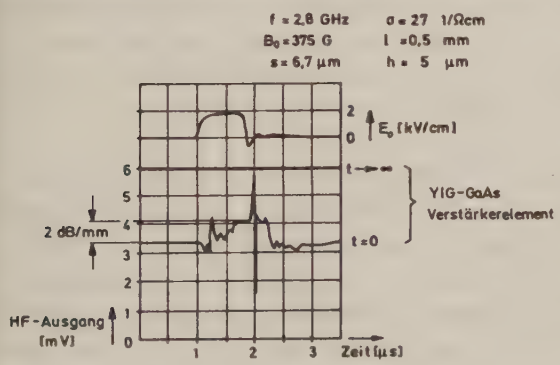


Bild 4.33 Verstärktes Mikrowellensignal (σ = 27 1/Ω cm, h = 5 µm)

Kurve t = 0). Die gemessene elektronische Verstärkung von ca. 2 dB/mm ist gering und reicht offenbar nicht aus, die auftretenden Verluste im Halbleiter auszugleichen.

Wie Bild 4.34 zeigt, ist eine größere Verstärkung durch Erhöhung der Feldstärke im Wechselwirkungsbereich nicht ohne weiteres möglich. In diesem Beispiel ist der GaAs-Film 30 µm dick und etwas schwächer dotiert ($\sigma = 8{,}8$ 1/Ωcm). Die Verstärkung erreicht ihren Höchstwert bei einer Spannung von etwa 80 V entsprechend einer Feldstärke von 1600 V/cm (s. durchgezogene Kurven in Bild 4.34). Eine Erhöhung der Feldstärke bewirkt auf Grund der Abnahme der Elektronenbeweglichkeit mit ansteigender Temperatur (s. Kap. 4.3.3) ein Absinken der Verstärkung (strichlinierte Kurven). Eine weitere Erhöhung der Feldstärke bis zum Grenzwert von $E_o \approx 3000$ V/cm führt schließlich zu Instabilitäten durch den dann einsetzenden Gunn-Effekt, der Verstärker beginnt zu schwingen.

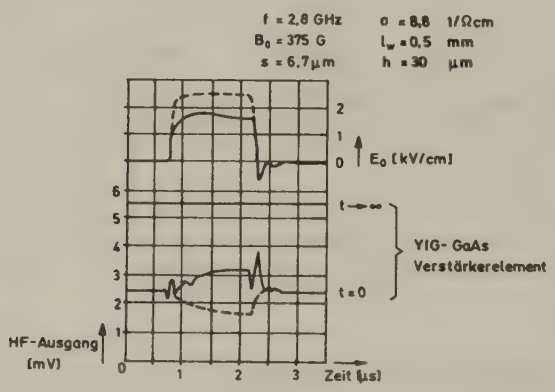


Bild 4.34 Verstärktes Mikrowellensignal
($\sigma = 8{,}8$ 1/Ω cm, h = 30 µm)

Die in den Bildern 4.33 und 4.34 verwendeten Pulse mit einer Dauer bis zu 1,5 µs stellen aus thermischen Gründen bereits absolute Höchstwerte dar. Eine weitere Verlängerung der Pulsdauer führt auch bei beliebig kleinem Tastverhältnis zu einer Zerstörung der Halbleiterschicht. Bei Pulsen mit t < 1 µs kann die Pulsfolgefrequenz f soweit erhöht werden, bis eine mittlere Verlustleistung von 1 - 2 W erreicht wird (hier f ≦ 1 kHz).

Die Störungen im verstärkten Mikrowellensignal haben ihre Ursache im Übersprechen der sehr großen Impulsspannungen. Da die Pulsleistung mit ca. 1 kW gegenüber der Mikrowellenleistung von einigen 10 µW fast um 8 Zehnerpotenzen größer ist, gelingt meßtechnisch keine vollständige Trennung dieser beiden Signale.

Zur flexibleren Durchführung der Experimente hinsichtlich der Pulsdauer wurden die meisten Messungen mit einem Impulsgenerator der Firma Cober mit einstellbarer Pulsdauer durchgeführt. Insofern unterscheidet sich die Pulsform in vorstehenden Darstellungen gegenüber denen in Bild 4.29.

Als Ausweg zur Erzielung besserer experimenteller Ergebnisse bietet sich gegenwärtig nur die Tiefkühlung der YIG-GaAs-Schicht an (s. Bild 4.17). Evt. bringt auch eine Verlängerung des Wechselwirkungsbereiches ($l_w > 0{,}5$ mm) gewisse Fortschritte, da der unmittelbare Nahbereich der GaAs-Kontaktierung noch keine ungestörte Wechselwirkung erwarten läßt; allerdings erfordert diese Maßnahme eine entsprechende Erhöhung der Impulsspannung. Eine stärkere Dotierung des Halbleiterfilms über die verwendete Leitfähigkeit von $\sigma = 27$ 1/Ωcm hinaus dürfte nach Bild 4.14 wegen der Abnahme der Elektronenbeweglichkeit mit wachsender Dotierung nur Nachteile bringen, da in diesem Fall auch die Verlustleistung weiter ansteigt. Schließlich ist die Verwendung dünnerer YIG-Filme als $s = 6{,}7$ µm wegen der dann erhöht auftretenden YIG-Verluste auch keine Lösung, die Probleme sind nur verlagert.

5. Elektrostatische Oberflächenwellen

5.1 Grundlagen

In diesem Kapitel sollen Ausbreitungseigenschaften, Verstärkungsmöglichkeit und Verwendung elektrostatischer Wellen zur Oberflächenwellenspeisung planarer Strahleranordnungen untersucht und den entsprechenden Anwendungen mit magnetostatischen Oberflächenwellen gegenübergestellt werden.

Da eine elektrostatische Welle an die Existenz einer akustischen Welle gebunden ist, sind ihre Eigenschaften von völlig anderer Natur als die von elektromagnetischen bzw. magnetostatischen Wellen (s. Kap. 5.7). Eine elektrostatische Welle, gelegentlich auch als elektroelastische oder akustoelektrische Welle bezeichnet, ist eine akustische Welle in oder auf einem piezoelektrischen Kristall, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet [1]. Da Schallwellen im unbegrenzten Medium dispersionsfrei sind, gilt dies auch für elektrostatische Wellen. Für Oberflächenwellen trifft dies nur dann zu, wenn die wellenführende Schicht mindestens einige Wellenlängen dick ist.

Ebenso wie bei den magnetostatischen Wellen ist auch bei den elektrostatischen Wellen bei technischen Anwendungen die Entscheidung zu treffen: Volumen- oder Oberflächenwelle? Für die Volumenwelle spricht nur die größere übertragbare Leistung, da sich die Energie über den gesamten Kristallquerschnitt mehr oder weniger gleichmäßig verteilt. Vorteile der Oberflächenwelle sind die einfache und verlustarme Anregung durch Interdigitalwandler, die Zugriffsmöglichkeit an jeder beliebigen Stelle der Oberfläche zwecks Signalverarbeitung und im Falle der Verstärkung die mögliche getrennte Optimierung in einer Schichtanordnung piezoelektrischer Kristall-Halbleiter.

Die Art der Oberflächenwelle hängt von den physikalischen Eigenschaften der betreffenden Grenzfläche ab. Grundtypen sind die Love-Welle mit linearer Teilchenbewegung in der Ebene der Grenzfläche und die Stonely-Welle mit Teilchenbewegung auf elliptischer Bahn in einer Ebene senkrecht zur Grenzfläche. Geht die Dichte von

einem der beteiligten Medien gegen Null (z.B. Grenzfläche Kristall-Luft), dann entartet die Love-Welle zu einer Volumenwelle, während die Stonely-Welle bekanntlich in die Rayleigh-Oberflächenwelle übergeht, mit der sich dieses Kapitel im folgenden ausschließlich befaßt.

Da sich akustische Oberflächenwellen etwa um den Faktor 10^5 langsamer als elektromagnetische Wellen ausbreiten, ist die Wellenlänge entsprechend verkürzt. Dies erlaubt zwar einen hohen Miniaturisierungsgrad, bringt aber im Mikrowellenbereich technologische Probleme mit sich (z.B. Oberflächenrauhigkeit, Wandlerstrukturen). Die kurzen Wellenlängen (typisch 1 µm bei f = 3 GHz) lassen eine mathematische Behandlung der Oberflächenwelle als Halbraumproblem zu, da die Intensität der Welle etwa 1 - 2 Wellenlängen unterhalb der Oberfläche nahezu abgeklungen ist. Die Berechnung der akustischen Welle erfolgt hier mit der Bewegungsgleichung. Eine solche Kontinuumstheorie ist natürlich nur zulässig, soweit die Wellenlänge größer als die Gitterkonstante ist, doch ist diese Voraussetzung bis zu Frequenzen von 100 GHz stets erfüllt. Zur Beschreibung des elektrischen Feldes wird wie bei der magnetostatischen Welle die quasistatische Approximation benutzt. Die Verkopplung zwischen akustischer Welle und elektrischem Feld ist durch die Zustandsgleichungen festgelegt (s. Kap. 5.2).

Da piezoelektrische Kristalle naturgemäß anisotrop sind, ist eine Formulierung des elektrostatischen Potentialproblems mit der Laplace-Gleichung nur im Halbraum oberhalb des Kristalls erlaubt. Innerhalb des Kristalls ergibt sich je nach Kristallklasse und Ausbreitungsrichtung der Welle ein mehr oder weniger verkoppeltes Differentialgleichungssystem. Ein bei derartigen Problemen stets anwendbares Lösungsverfahren ist die Superposition von Partialwellen [92]. Die Anzahl der Partialwellen bestimmt sich aus der Anzahl der Eigenwerte des Differentialgleichungssystems. Die Amplituden der Partialwellen sowie die Phasengeschwindigkeit der resultierenden Oberflächenwelle können nach Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen angegeben werden. Da im allgemeinen sowohl elektrische als auch mechanische Stetigkeitsbedingungen erfüllt werden müssen, sind in Verbindung mit der Anisotropie meist nur noch numerische Verfahren zur Lösung des Wellenproblems möglich. Dies erschwert einmal die Transparenz des Lösungsweges als auch infolge des Fehlens analytischer

Ausdrücke die vertiefte Einsicht in den Einfluß der Materialparameter auf das Ergebnis. Daher werden zunächst in Kap. 5.2 einige einfache analytische Beziehungen angegeben und diskutiert, die ein Verständnis der Verkopplungsprobleme zwischen akustischen und elektrischen Wellenerscheinungen erleichtern. Erst danach werden Stetigkeitsbedingungen eingeführt und Wellenausbreitung sowie Verstärkung elektrostatischer Oberflächenwellen behandelt. Abschließend werden Möglichkeiten und Grenzen dieser Wellen zur Speisung planarer Strahleranordnungen untersucht und ein kritischer Vergleich mit magnetostatischen Oberflächenwellen durchgeführt.

5.2 Verkopplungsprobleme

Zur Untersuchung der Wellenerscheinungen in einem piezoelektrischen Kristall werden folgende Grundgleichungen benötigt [1]:

Maxwellsche Gleichungen:

$$\text{rot}\,\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (5.1)$$

$$\text{div}\,\vec{D} = 0$$

Zustandsgleichungen:
(Verkopplung)

$$T_K = \sum_l c_{kl}\, S_l - \sum_j e_{jk}\, E_j \qquad (5.2)$$

$$D_i = \sum_l e_{il}\, S_l + \sum_j \varepsilon_{ij}\, E_j \qquad (5.3)$$

Bewegungsgleichung:

$$\rho_m \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial T_{ij}}{\partial j} \qquad (5.4)$$

Definition der Dehnung:

$$S_{ii} = \frac{\partial u_i}{\partial i}$$

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i} \qquad (5.5)$$

mit $i, j = x, y, z$

$k, l = 1, \ldots, 6$

$S_1, \ldots, S_6 = S_{xx}, S_{yy}, S_{zz}, S_{yz}, S_{zx}, S_{xy}$; $T_1, \ldots, T_6$

entsprechend.

Die Doppelindizierung ist so zu verstehen, daß der erste Index die Wirkungsrichtung und der zweite Index die Normale der betrachteten Grenzfläche angibt. Neben den bereits eingeführten elektromagnetischen Größen bedeuten weiterhin:

$\overleftrightarrow{T}$, $\overleftrightarrow{S}$: Spannungs- bzw. Dehnungstensor

$\vec{u}$: mechanische Auslenkung

$\overleftrightarrow{c}$, $\overleftrightarrow{e}$, $\overleftrightarrow{\varepsilon}$: Elastizitäts-, bzw. Piezoelektrizitäts-, bzw. Dielektrizitätstensor

ρ_m : Massendichte

Wie man unmittelbar sieht, sind beim Verschwinden der piezoelektrischen Eigenschaften ($\overleftrightarrow{e} = 0$) die Zustandsgleichungen entkoppelt und damit zerfällt das vorstehende Gleichungssystem in zwei voneinander entkoppelte Systeme; die Maxwellschen Gleichungen beschreiben die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle, die Bewegungsgleichung die Ausbreitung einer akustischen Welle. Ist der Kristall hingegen piezoelektrisch, dann liefern die Gleichungen 5.1 bis 5.5 folgende einfache Dispersionsbeziehung, wenn man mit kubischer Kristallstruktur die geringste Anisotropie zuläßt und Wellenausbreitung in Kristallhauptachsenrichtung annimmt (Diese Annahmen bedeuten keine Einschränkung der Allgemeingültigkeit der folgenden Aussagen, alle wesentlichen Effekte sind erfaßt worden).

$$[\omega^2 - k^2 v_s^2]\ [\omega^2 - k^2 v_{ph}^2] = \delta(e) \qquad (5.6)$$

mit

$$\delta(e) = K_p^2\, \omega^4 \left(\frac{v_s}{v_{ph}}\right)^2$$

$$v_s = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho_m}} \qquad \text{Schallgeschwindigkeit}$$

$$v_{ph} = \frac{1}{\sqrt{\mu_o \varepsilon_{11}}} \qquad \text{Phasengeschwindigkeit der el. magn. Welle}$$

$$K_p^2 = \frac{e^2}{c_{11} \cdot \varepsilon_{11}} \qquad \text{piezoelektrische Kopplungskonstante}$$

Der erste Klammerausdruck beschreibt eine Schallwelle ($v_s \approx 10^3$ m/s), der zweite eine elektromagnetische Welle ($v_{ph} \approx 10^8$ m/s); der Kopplungsterm $\delta(e)$ ist eine sehr kleine Zahl, da $K_p^2 \ll 1$ bei allen bekannten Materialien und vor allem das Verhältnis v_s/v_{ph} etwa 10^{-5} beträgt. Unter diesen Voraussetzungen findet man als relative Änderung der Wellenzahl durch die Verkopplung für die akustische und die elektromagnetische Welle

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{1}{2} K_p^2 \left(\frac{v_s}{v_{ph}}\right)^2 \approx 10^{-13} \qquad (5.7)$$

Damit ist gezeigt, daß elektromagnetische und akustische Wellen als annähernd entkoppelt angesehen werden können und z.B. die Anordnung von planaren Strahlern auf piezoelektrischem Substrat somit ohne Auswirkungen auf die speisende akustische Welle bleibt.

Völlig anders sind die Verhältnisse bei einer <u>elektrostatischen Welle</u>. Läßt man eine elektrische Feldkomponente nur in Ausbreitungsrichtung zu, dann ergeben sich im Rahmen der quasistatischen Näherung sämtliche anderen elektrischen und magnetischen Feldgrößen zu Null (= elektrostatisch!). Berücksichtigt man im Hinblick auf die vorgesehene Verstärkung weiterhin einen piezoelektrischen Kristall aus leitendem Material, dann sind die Maxwellschen Gleichungen (5.1) durch eine Konvektionsstromdichte $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ und eine Raumladungsdichte ρ zu ergänzen und die Dispersionsgleichung lautet in diesem Fall

$$\left[\frac{\omega^2}{k^2} - v_s^2\right] \left[j\omega\varepsilon + \sigma\right] = \delta(e) \qquad (5.8)$$

mit $$\delta(e) = j \frac{\omega e^2}{\rho_m} .$$

Der erste Klammerausdruck beschreibt wiederum eine Schallwelle, der zweite das rein zeitliche Verhalten einer Raumladungsverteilung, denn dieser Term stellt die algebraisierte Form der Differentialgleichung für die Raumladungsdichte ρ dar:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon} \rho = 0 \qquad (5.9)$$

mit der Lösung

$$\rho = \rho_o \, e^{-t/T_\varepsilon} \quad , \tag{5.10}$$

wobei die neueingeführte Größe $T_\varepsilon = \frac{1}{\omega_\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\sigma}$ als Relaxationszeit bzw. -frequenz bezeichnet wird. Bei Metallen hat T_ε etwa die Größenordnung 10^{-12} s. Damit scheiden aber nach Gl. 5.10 Metalle als Kristallmaterial zur Verstärkung aus, denn eine von einer Schallwelle angeregte orts- und zeitabhängige Raumladungsdichte ist nach etwa 10^{-12}s wieder exponentiell abgeklungen. Geeignete Materialien sind hingegen Halbleiter, weil die Relaxationszeit durch geeignete Dotierung eingestellt werden kann. Zur Erzielung einer Verstärkung muß die Relaxationszeit jedoch ihr Vorzeichen wechseln; dann wird der Exponent in Gl. 5.10 positiv und die Raumladungsdichte wächst. Dies ist möglich durch ein statisches äußeres Feld E_o, unter dessen Einfluß die Ladungsträger mit der Geschwindigkeit $v_o = \mu_e E_o$ in Richtung der Wellenausbreitung driften. Mit der Kleinsignalnäherung aus Kap. 4.2 geht Gl. 5.8 damit über in

$$[\frac{\omega^2}{k^2} - v_s^2] \; [j\omega\varepsilon(1 - \frac{v_o}{v_s}) + \sigma] = \delta(e) \; (1 - \frac{v_o}{v_s}) \tag{5.11}$$

Man erkennt am zweiten Klammerausdruck den Vorzeichenwechsel und damit das Einsetzen der Verstärkung, wenn die Driftgeschwindigkeit v_o größer als die Schallgeschwindigkeit v_s wird. Die Verstärkung selbst berechnet sich aus Gl. 5.11 durch Bestimmung des Imaginärteiles der Wellenzahl k mit der Näherung $k_i \ll k_r$ zu

$$k_i = -\frac{1}{2} K_P^2 \frac{\omega_\varepsilon}{v_s} \frac{(1 - \frac{v_o}{v_s})}{(1 - \frac{v_o}{v_s})^2 + (\frac{\omega_\varepsilon}{\omega})^2} \; . \tag{5.12}$$

In Bild 5.1 ist der prinzipielle Verlauf der Verstärkung eines akustischen Verstärkers in Abhängigkeit vom Verhältnis v_o/v_s dargestellt.

Die Unterschiede zum magnetostatischen Verstärker sind offensichtlich. Während dort die Verstärkung mit zunehmender Driftgeschwindigkeit v_o stetig wächst und wegen ihrer Proportionalität zur Leitfähigkeit σ durch Dotierung des Halbleiters eingestellt werden

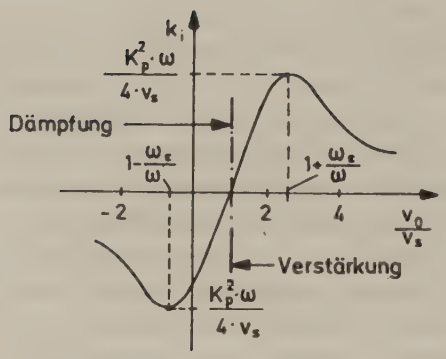


Bild 5.1
Prinzipieller Verlauf der Verstärkung eines akustischen Verstärkers

kann, ergibt sich hier ein Verstärkungsmaximum, dessen Lage mit der Leitfähigkeit wächst - die Verstärkung selbst kann nur durch die Wahl eines Kristalls mit großer piezoelektrischer Kopplungskonstante K_p^2 erhöht werden.

Der Zusammenhang $k_{i_{max}} \sim \omega$ läßt den Eindruck entstehen, als sei dieser Verstärkungsmechanismus besonders für hohe Mikrowellenfrequenzen geeignet, doch wird später in Kap. 5.4 gezeigt, daß das Auftreten von Diffusionsströmen hier eine Grenze setzt.

5.3 Ausbreitung elektrostatischer Oberflächenwellen

Die Ausbreitung elektrostatischer Oberflächenwellen soll beispielhaft an der Grenzfläche Lithium-Niobat ($LiNbO_3$)/Luft untersucht werden. $LiNbO_3$ ist ein piezoelektrischer Isolator mit trigonaler Gitterstruktur und wird wegen seiner großen piezoelektrischen Kopplungskonstanten als häufigstes Substratmaterial eingesetzt. Bevorzugter Kristallschnitt ist die y-Achse als Flächennormale mit Wellenausbreitung in z-Richtung, weil in dieser Anordnung K_p^2 sehr groß ist ($K_p^2 = 0{,}08$) bei gleichzeitig geringen Ausbreitungsverlusten [1]. Zusätzlich bildet die Sagittalebene (yz-Ebene) dann eine Symmetrieebene, wodurch die Rayleigh-Welle entkoppelt ist von einer ebenfalls existenzfähigen Welle mit transversaler Teilchenbewegung. Die Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s erfolgt daher nach Bild 5.2 ebenso wie im

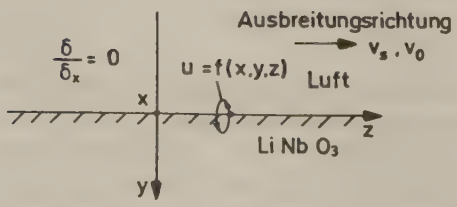


Bild 5.2
Anordnung zur Berechnung des Ausbreitungsverhaltens elektrostatischer Oberflächenwellen

magnetostatischen Fall als ebenes Problem (zunächst Verlustfreiheit angenommen).

Ausgangspunkt sind die Grundgleichungen 5.1 bis 5.5. Eine Aufstellung der Tensoren $\overleftrightarrow{c}$, $\overleftrightarrow{e}$ und $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ für alle Kristallklassen findet man z.B. in [92]. Läßt man eine dreidimensionale Partikelbewegung zu, $u = f(x,y,z)$, dann erhält man innerhalb des Kristalls ein System von Differentialgleichungen folgender Form für die Komponenten der mechanischen Auslenkung u und für das Potential φ :

$$\left(\begin{array}{c|ccc} a_1 & 0 & 0 & 0 \\ \hline 0 & b_2 & b_3 & b_4 \\ 0 & c_2 & c_3 & c_4 \\ 0 & d_2 & d_3 & d_4 \end{array}\right) \cdot \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \\ \varphi \end{pmatrix} = 0 \qquad (5.13)$$

Gl. 5.13 zeigt die bereits angesprochene Entkopplung der transversalen Teilchenbewegung u_x von der Bewegungsellipse in der Sagittalebene.

Mit einem Lösungsansatz für u_y, u_z und φ der Art

$$u_i = U_i \, e^{-\alpha \frac{\omega}{v_s} y} \, e^{j\omega(t - \frac{z}{v_s})} \qquad (5.14)$$

mit α = komplexe Querdämpfungskonstante

v_s = reell

kann Gl. 5.13 algebraisiert werden und nimmt die Form an

$$(A) \cdot \begin{pmatrix} U_y \\ U_z \\ \phi \end{pmatrix} = 0 \qquad (5.15)$$

mit

$$(A) = \begin{pmatrix} -\rho_m v_s^2 - c_{11}\alpha^2 + c_{44} + 2c_{14} j\alpha & c_{14}\alpha^2 - (c_{13} + c_{44}) j\alpha & -e_{y_2}\alpha^2 - (e_{x_5} + e_{z_1}) j\alpha \\ c_{14}\alpha^2 - (c_{13} + c_{44}) j\alpha & -\rho_m v_s^2 - c_{44}\alpha^2 + c_{33} & -e_{x_5}\alpha^2 + e_{z_3} \\ e_{y_2}\alpha^2 + (e_{x_5} + e_{z_1}) j\alpha & e_{x_5}\alpha^2 - e_{z_3} & \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}\alpha^2 \end{pmatrix}$$

Aus der Bedingung für den nichttrivialen Fall, det A = 0, läßt sich ein Polynom 6. Grades für α angeben. Die Eigenwerte α_i, i = 1, ... 6, mit positivem Realteil sind die physikalisch sinnvollen Lösungen (≙ exponentieller Querdämpfung), die zugehörigen Eigenfunktionen sind der vollständige Satz an Partialwellen. Hier haben 3 Eigenwerte einen positiven Realteil, somit kann die sich ergebende Oberflächenwelle im Kristall als Superposition von 3 "gewichteten" Partialwellen beschrieben werden [92]:

$$u_j = \sum_{i=1}^{3} A_i U_{ji} \, e^{-\alpha_i \frac{\omega}{v_s} y} \, e^{j\omega(t - \frac{z}{v_s})}$$

$$\varphi_{Kr} = \sum_{i=1}^{3} A_i \, \phi_i \, e^{-\alpha_i \frac{\omega}{v_s} y} \, e^{j\omega(t - \frac{z}{v_s})} \qquad (5.16)$$

mit $j = y, z$

A_i = Gewichtsfaktor.

Das elektrische Feld außerhalb des Kristalls wird durch die Laplace-Gleichung beschrieben mit der Lösung für das Potential

$$\varphi_L = \phi_L \, e^{\frac{\omega}{v_s} y} \, e^{j\omega(t - \frac{z}{v_s})} \, . \qquad (5.17)$$

Die Bestimmung der Gewichte A_i sowie der Schallgeschwindigkeit v_s erfolgt nach Erfüllen der Stetigkeitsbedingungen an der Grenzfläche y = 0:

- Stetigkeit des Potentials φ
- Stetigkeit der elektr. Flußdichte (Normalkomponente D_y)
- Spannungsfreie Oberfläche ($T_{yy} = T_{xy} = T_{zy} = 0$), d.h. keine äußeren Kräfte.

Das resultierende Gleichungssystem hat die Form

$$(B) \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = 0 \, . \qquad (5.18)$$

Die Schallgeschwindigkeit v_s bestimmt man aus der Bedingung det B = 0, die Gewichte A_2 und A_3 - nach Normierung von A_1 auf den Wert 1 - aus dem homogenen Gleichungssystem 5.18.

Die numerische Berechnung der Schallgeschwindigkeit v_s erfolgt ebenso wie schon beim magnetostatischen Verstärker angewandt (s. Kap. 4.22) mit der Down-Hill Methode. Da keine Verluste vorliegen ist v_s reell und erlaubt damit einen eindimensionalen Suchvorgang. Die komplizierteren Verknüpfungen gegenüber dem Vergleichsfall des magnetostatischen Verstärkers - so müssen die gekoppelten Beziehungen det A = 0 und det B = 0 zur Bestimmung von α_i bzw. v_s gleichzeitig erfüllt sein - machen allerdings einige Zwischenschritte notwendig.

Ausgehend von einem Schätzwert für v_s wird zweckmäßigerweise aus det A = 0 der Satz an Eigenwerten α_i mit positivem Realteil bestimmt und damit unter Verwendung von Gl. 5.15 die zugehörigen Eigenfunktionen U_{yi}, U_{zi} und ϕ_i. Dies gestattet eine näherungsweise Berechnung der Elemente der Matrix B und der Beziehung det B = $\delta(v_s)$. Ist $\delta(v_s) = 0$, dann wäre der angenommene Schätzwert für v_s bereits die richtige Lösung. Im allgemeinen ist $\delta(v_s) \neq 0$, so daß v_s nach dem angegebenen Verfahren bis zur gewünschten Genauigkeit zu variieren ist. Da nur eine Lösung für v_s eindeutig existiert und der Literatur gute Schätzwerte zu entnehmen sind (z.B. [92]), ist eine schnelle Konvergenz gewährleistet. Bild 5.3 zeigt einen Teil des Suchvorganges zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit v_s in yz-$LiNbO_3$. Dargestellt ist det B = $\delta(v_s)$ über v_s. Man sieht, daß geringe Änderungen von v_s bereits erhebliche Änderungen bei $\delta(v_s)$ zur Folge haben. Der ermittelte Wert für die Schallgeschwindigkeit von v_s = 3487,77206 m/s

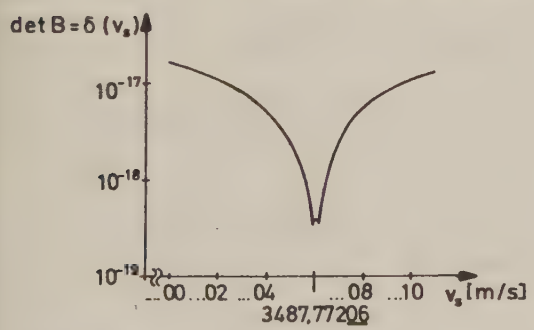


Bild 5.3
Konvergenzverhalten beim Suchvorgang zur Lösung der Dispersionsgleichung

ist in Übereinstimmung mit Literaturangaben (z.B. [92]).

Die Bilder 5.4 und 5.5 zeigen den Verlauf der beiden Komponenten u_y (transversal) und u_z (longitudinal) der mechanischen Auslenkung u und des elektrischen Potentials φ in Abhängigkeit vom Abstand von der Kristalloberfläche. Die oszillierende Abnahme im Kristall

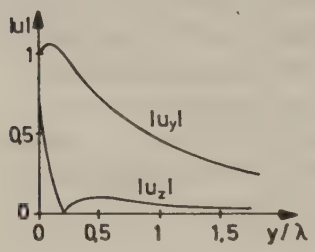


Bild 5.4
Verlauf der mechanischen Auslenkung |u| in Abhängigkeit vom Abstand von der Kristalloberfläche

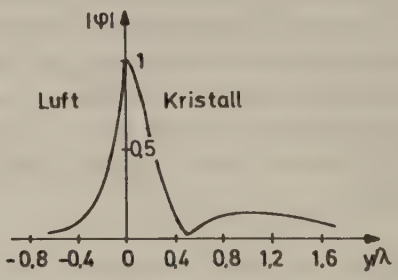


Bild 5.5
Verlauf des elektrischen Potentiales |φ| in Abhängigkeit vom Abstand von der Kristalloberfläche

hat ihre Ursache in der Überlagerung von Partialwellen mit jeweils spezifischer komplexer Querdämpfung. Potential und mechanische Auslenkung sind nach einer Tiefe von etwa einer Wellenlänge weitestgehend abgeklungen, lediglich die Transversalkomponente u_y fällt etwas schwächer ab.

5.4 Verstärkung elektrostatischer Oberflächenwellen

Im Gegensatz zum magnetostatischen Verstärker, der durch eine Filmstruktur YIG-Halbleiter realisiert werden mußte, ist beim akustischen Verstärker bei Verwendung piezoelektrischer Halbleiter kein Schichtaufbau notwendig. Daher wird die Berechnung der Verstärkung unter weitgehender Verwendung der vorangegangenen Betrachtungen an yz-$LiNbO_3$ vorgenommen.

Wenn auch $LiNbO_3$ ein Isolator ist, so erfolgt diese Rechnung doch beispielhaft für eine Reihe von piezoelektrischen Halbleitern, wo es ebenfalls ausgezeichnete Kristallrichtungen gibt, in denen die Rayleigh-Welle von einer transversalen Teilchenbewegung entkoppelt

ist und demzufolge gleichartige Gleichungssysteme auftreten. Beispiele dafür sind die kubischen Halbleiter (z.B. GaAs, InSb) mit (001)-Schnitt und (110)-Wellenausbreitung und - unter Vernachlässigung der geringen Anisotropie im Dielektrizitätstensor - auch die hexagonalen Halbleiter (z.B. CdS, ZnO) mit (001)-Schnitt und (100)-Wellenausbreitung [2].

Ausgangspunkt sind wiederum die Anordnung nach Bild 5.2 und die Grundgleichungen 5.1 bis 5.5, die allerdings durch eine Konvektionsstromdichte $\vec{J}$ und eine Raumladungsdichte ρ zu ergänzen sind. Mit der Kleinsignalnäherung aus Kap. 4.2 folgt für die Wechselstromdichte

$$J_i' = \rho_o v_\sim + \rho_\sim v_o \qquad \text{mit } i = y,z \tag{5.19}$$

Im Gegensatz zum magnetostatischen Verstärker ist hier die Kleinsignalgröße $\rho_\sim \neq 0$, weshalb die Stromdichtegleichung 5.19 für den Fall höherer Frequenzen durch einen Diffusionsstromterm erweitert wird [77]:

$$J_i = J_i' + q\, D_e \frac{\partial n}{\partial i} \tag{5.20}$$

mit $D_e = \mu_e \dfrac{k_B T}{q}$ Diffusionskonstante für Elektronen.

Mit der Kontinuitätsgleichung werden die zusätzlich eingeführten Größen $\vec{J}$ und ρ eliminiert und man erhält wie vorher im Fall eines piezoelektrischen Isolators eine Gleichung gemäß 5.15. Die einzige Änderung ist am Element a_{33} der Matrix A vorzunehmen, welches durch einen von der Leitfähigkeit abhängigen Faktor zu modifizieren ist. Statt $a_{33} = [\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}\, \alpha^2]$ gilt nun:

$$a_{33} = [\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}\, \alpha^2]\ [1 - \frac{\sigma(1-\alpha^2)}{(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}\alpha^2)\,(-j\omega(1-\frac{v_o}{v_s}) - F(D_e))} \tag{5.21}$$

mit $$F(D_e) = \frac{\omega^2}{v_s^2}\, D_e\, (1-\alpha^2)$$

Bei vernachlässigbarer Diffusion, d.h. $F(D_e) = 0$, ergeben sich wieder ein Polynom 6. Grades für α und damit 3 Partialwellen. Unter Berücksichtigung der Diffusion ist das Polynom 8. Grades und die Oberflächenwelle setzt sich aus 4 Partialwellen zusammen. Der weitere Rechengang verläuft entsprechend der vorangegangenen Beschreibung in Kap. 5.3. Lediglich im Fall mit Diffusion ist als zusätzliche Stetigkeitsbedingung zur Bestimmung des Gewichtes der 4. Partialwelle zu fordern, daß die Normalkomponente der Stromdichte in der Grenzfläche gleich Null wird.

Bild 5.6 zeigt die theoretisch erreichbare Verstärkung des hier beschriebenen akustischen Oberflächenwellenverstärkers in Abhängigkeit von der Elektronendriftgeschwindigkeit v_o für zwei verschiedene Leitfähigkeiten σ bei einer Betriebsfrequenz von f = 1 GHz. Die Lage der Verstärkungsmaxima ergibt sich in guter Übereinstimmung mit der in Bild 5.1 dargestellten Volumenwellentheorie. Der Höchstwert der Verstärkung bleibt hingegen um den Verstärkungsreduktionsfaktor $\Delta = 0{,}77$ gegenüber der Theorie der Volumenwellen zurück. Der Reduktionsfaktor Δ ist ein Materialparameter und hängt im wesentlichen vom Feldverlauf im Kristall ab; typische Zahlenwerte sind $\Delta = 0{,}78$ für CdS und $\Delta = 0{,}35$ für GaAs [2]. Mit diesen Kenntnissen erscheint es sinnvoll, einen Oberflächenwellenverstärker nach der einfacheren Theorie der Volumenwellen zu berechnen und lediglich eine Korrektur der Verstärkung gemäß Δ vorzunehmen. Der Höchstwert der Verstärkung von ca. 240 dB/mm kann in der Praxis nicht erreicht werden, da hier bei diesen Modellrechnungen die große piezoelektrische Kopplungskonstante $K_p^2 = 0{,}08$ von $LiNbO_3$ zugrunde gelegt wurde. Wegen des Zusammenhangs $k_i \sim K_p^2$ reduziert sich für einen realistischen Halbleiter wie GaAs ($K_p^2 = 0{,}0038$) die Verstärkung auf 11,4 dB/mm. Der Übergang auf InSb ($K_p^2 = 0{,}0013$) bringt nur hinsichtlich der Verlustleistung Vorteile, die Verstär-

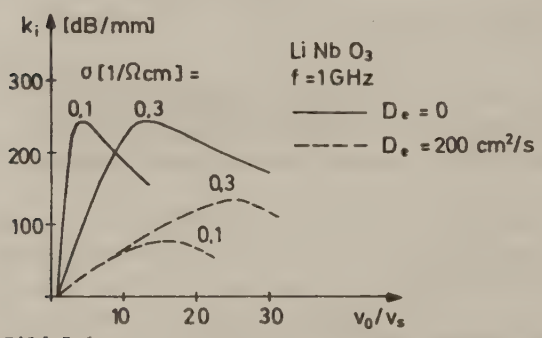


Bild 5.6
Einfluß der Leitfähigkeit und der Diffusion auf die Verstärkung

kung geht auf 3,9 dB/mm zurück; CdS ($K_p^2 = 0{,}04$) ist wegen seiner geringen Beweglichkeit von $\mu_e = 300\ cm^2/Vs$ nicht geeignet.

Der Einfluß der Diffusion läßt sich ebenfalls am übersichtlichsten mit der Volumenwellentheorie erklären. Mit dem Ansatz 5.20 geht Gl. 5.12 über in

$$k_i = -\frac{1}{2} K_P^2 \frac{\omega_\varepsilon}{v_s} \frac{(1 - \frac{v_o}{v_s})}{(1 - \frac{v_o}{v_s})^2 + (\frac{\omega_\varepsilon}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D})^2} \tag{5.22}$$

mit $\omega_D = \frac{v_s^2}{D_e}$ Diffusionsfrequenz.

Damit verschiebt sich zunächst das Verstärkungsmaximum auf den Wert

$$\frac{v_o}{v_s} = 1 + \frac{\omega_\varepsilon}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \tag{5.23}$$

was also eine höhere äußere Feldstärke E_o erfordert. Der Maximalwert der Verstärkung wächst nun nicht mehr linear mit der Frequenz, sondern erreicht seinen Höchstwert

$$k_{i_{max}} = \frac{K_P^2}{4 v_s} \frac{\omega_\varepsilon}{\frac{\omega_\varepsilon}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}} \tag{5.24}$$

bei

$$\omega_{opt} = \sqrt{\omega_\varepsilon \cdot \omega_D} = \sqrt{\frac{n_o q^2 v_s^2}{\varepsilon k_B T}} \tag{5.25}$$

(s. strichlinierte Kurven in Bild 5.6).

Aus vorstehenden Gleichungen folgt wegen $\omega_{opt} \sim \sqrt{n_o}$, daß eine große Verstärkung bei hohen Frequenzen nur über eine hohe Ladungsträgerdichte n_o zu erreichen ist und somit die erreichbare Verstärkung im wesentlichen ein thermisches Problem darstellt. Daher sind auch keine Experimente im Dauerstrichbetrieb bei Frequenzen > 1 GHz bekannt. Die Möglichkeit der Tiefkühlung wegen $\omega_{opt} \sim T^{-1/2}$ wird nur in Sonderfällen eine Lösung sein.

Die Stabilität der Verstärkung ist durch den Verlauf der Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Elektronendriftgeschwindigkeit gewährleistet (Bild 5.7). v_s hat ein Minimum beim Einsetzen der Verstärkung ($v_o/v_s = 1$); für große Werte von v_o geht $\Delta v_s/v_s$ gegen Null. Demgegenüber ist ja beim magnetostatischen Verstärker die Phasengeschwindigkeit beim Einsetzen der Verstärkung zunächst unbeeinflußt und wächst dann von diesem Wert ausgehend mit zunehmender Driftgeschwindigkeit monoton an (s. Kap. 4.24).

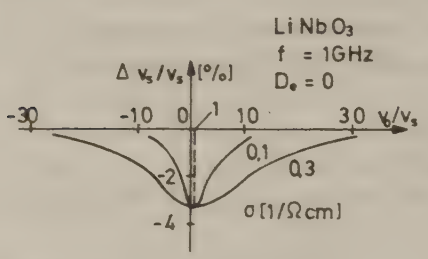


Bild 5.7
Relative Änderung der Schallgeschwindigkeit v_s durch Wechselwirkung mit driftenden Elektronen

Die besten experimentellen Ergebnisse wurden bisher mit Schichtanordnungen wegen der dann möglichen getrennten Optimierung von piezoelektrischem Kristall und Halbleiter erzielt. Ein technologisches Problem ist hierbei jedoch ein notwendiger Luftspalt von einigen 100 Å zwischen den Schichten, weil ein direkter Kontakt die Ausbreitung der akustischen Oberflächenwelle empfindlich bedämpfen würde. Ein Ausweg ist denkbar durch monolithische Technik, wo ein Halbleiter als akustischer Wellenleiter in das piezoelektrische Substrat integriert ist. Mit solchen Anordnungen (InSb in $LiNbO_3$) wurde im Dauerstrichbetrieb eine Verstärkung von 30 dB gemessen, allerdings bei einer Frequenz von nur 280 MHz [3].

5.5 Ausbreitungsprobleme

Die Ausbreitungsverluste akustischer Oberflächenwellen haben 3 wesentliche Ursachen [93]:

1. Energieaustausch mit thermischen Gitterschwingungen
2. Streuung an Kristallfehlern und der Kristalloberfläche
3. Dämpfung durch äußeres Medium (z.B. Luft).

Die Dämpfung durch das äußere Medium beruht auf der Anregung von Kompressionswellen durch die periodische Deformation der Kristall-

oberfläche. Dieser Beitrag läßt sich durch Experimente im Vakuum separieren. Er liegt im Frequenzgebiet von ca. 1 GHz jedoch etwa eine Größenordnung unterhalb der Beiträge der beiden erstgenannten und kann wegen des nur linearen Anstiegs mit der Frequenz vernachlässigt werden. Die Beiträge 1 und 2 hingegen wachsen quadratisch mit der Frequenz und liegen bei Raumtemperatur in der gleichen Größenordnung zueinander. Die Wechselwirkung mit thermischen Gitterschwingungen kann nur durch Tiefkühlung ausgeschaltet werden, die Streuung an Kristallfehlern und der Rauhigkeit der Kristalloberfläche führt zu Modenkonversion, z.B. in eine Volumenwelle. Nur dieser letztgenannte Punkt hat seine Ursache in unzureichender Technologie und läßt Fortschritte in der Zukunft erwarten. Gegenwärtig liegen die Ausbreitungsverluste für yz-$LiNbO_3$ bei 0,8 dB/cm [f = 0,5 GHz] bzw. 15 dB/cm [2,5 GHz].

Weitere Verluste entstehen dadurch, daß ein elektroakustischer Wandler auf Grund seiner begrenzten Abmessungen keine ebene Wellenfront anregt. Dies kann durch Elektronen-Mikroskopie oder Laserstrahlabtastung sichtbar gemacht werden [94]. Die nichtebene Wellenfront wird durch die Anisotropie weiter deformiert, so daß sich - abhängig von der kristallographischen Richtung - der angeregte Wellenstrahl "aufweitet" und die nachfolgenden Wandler, z.B. zur Speisung eines Arrays eingesetzt (s. Bild 5.9), in einem Bereich verringerter Energiedichte liegen. Eine Minderung dieser Streuerscheinungen kann durch optimale Kristallschnitte erzielt werden [95]. Die noch verbleibenden Störungen in der Wellenfront, die zu empfindlichen Phasenfehlern führen, können durch akustische Wellenleiter beseitigt werden. Diese entstehen, wenn die Kristalloberfläche in einem begrenzten lateralen Bereich derart verändert wird, daß die Schallgeschwindigkeit kleiner ist als die im umgebenden Kristall . Dann wird die Oberflächenwelle von diesem Wellenleiter auf beliebigen, auch gekrümmten, Wegen geführt (vgl. Lichtwellenleiter). Akustische Wellenleiter sind zwar dispersiv und haben zusätzliche Verluste, doch sind diese weitaus geringer als die Verluste durch Aufweitung des akustischen Wellenstrahls. Akustische Wellenleiter können in topografischer Form durch Stege, Schichten ("Overlay") etc. realisiert werden, in der hier angestrebten planaren Technologie sind jedoch monolithische Verfahren, wo der Wellenleiter durch Diffusion bzw. Ionenimplantation hergestellt wird [96], die elegantere Lösung.

Alle bisher betrachteten Ausbreitungserscheinungen waren linear, d.h. unabhängig von der Leistung. Nichtlinearitäten treten bei akustischen Oberflächenwellen auf, wenn die mechanische Auslenkung innerhalb des Kristallgitters nicht mehr proportional der eingespeisten Leistung folgen kann. Als kritischer Wert wurde für $LiNbO_3$ bei 1 GHz experimentell eine Leistung von ca. 10 mW/mm ermittelt, andere Materialien liegen in der gleichen Größenordnung [1]. Jenseits dieser kritischen Grenze tritt eine signifikante Zunahme der Anregung von Oberwellen auf; durch eine teilweise Rückkonversion in die Grundwelle ist deren Amplitudenverlauf periodisch gedämpft.

5.6 Oberflächenwellengespeiste planare Strahleranordnungen

Ein durch elektrostatische Oberflächenwellen gespeistes Array ist prinzipiell wie ein durch magnetostatische Oberflächenwellen gespeistes aufzubauen (vergl. Bild 3.27). Lediglich der YIG-Kristall ist gegen einen piezoelektrischen Kristall als Wellenleiter auszutauschen; ein grundsätzlicher Unterschied besteht nur hinsichtlich der Wandler, die der driftenden Oberflächenwelle die Energie zur Abstrahlung entziehen. Als Wandler für elektrostatische Oberflächenwellen hat sich ausschließlich der Interdigitalwandler durchgesetzt (Bild 5.8a).

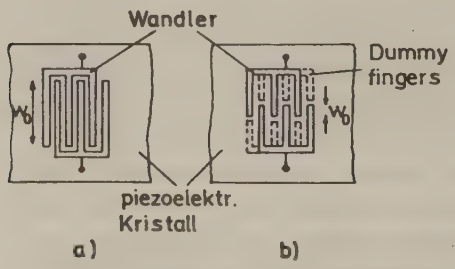


Bild 5.8
Interdigitalwandler a) starke Kopplung
b) schwache Kopplung

Er besteht aus periodisch im Abstand von $\lambda/2$ auf den piezoelektrischen Kristall aufgebrachten Fingern, die jeweils in einem Summenpunkt verbunden sind. Ein Interdigitalwandler kann als Transversalfilter aufgefaßt und entsprechend dimensioniert werden. Für die Übertragungsfunktion S(f) gilt somit [1]:

$$S(f) = NA \sum_{n=1}^{N} e^{-j2\pi f n \tau_L} \qquad (5.26)$$

mit N = Anzahl der Fingerpaare

A = Beitrag eines Fingerpaares

τ_L = Laufzeit zwischen jeweils zwei Fingerpaaren

Gl. 5.26 zeigt, daß sich der Wandler durch eine N-gliedrige Fourier-Reihe beschreiben läßt. Wählt man die Anzahl der Fingerpaare N für alle Wandler gleich, dann haben auch alle die gleiche Bandbreite. Eine Gewichtung für die einzelnen Strahlerelemente kann dann nur noch durch Veränderung des Beitrages A der einzelnen Fingerpaare erfolgen. Da A proportional der Überlappungsweite w_o ist, kann durch Veränderung dieser Größe eine Gewichtung über einen weiten Variationsbereich vorgenommen werden. Bild 5.8b zeigt z.B. einen Wandler für ein einzelnes Strahlerelement mit kleiner Amplitude.

Die in Bild 5.8b zusätzlich strichliniert eingetragenen Elektroden ("dummy fingers") sind ohne Einfluß auf die Wandlerfunktion, sie verhindern aber, daß die elektrostatische Welle nur im Überlappungsbereich w_o durch die Metallisierung verzögert wird und somit eine gekrümmte Wellenfront entsteht [97]. Reflexionen an den Fingerelektroden lassen sich grundsätzlich nicht vermeiden, sie können aber weitgehend durch die Verwendung von Doppelfingerelektroden kompensiert werden [1].

Bild 5.9 zeigt eine mögliche Realisierung eines oberflächenwellengespeisten Arrays. Die angeregte Oberflächenwelle wird durch den in das Substrat integrierten akustischen Wellenleiter fokussiert. Verbindet man je einen Pol der Wandler mit der metallisierten Substratunterseite, dann können die anderen Pole jeweils über eine Streifenleitung zu den Strahlerelementen geführt werden. Durch ein Overlay aus Halbleitermaterial im Bereich des akustischen

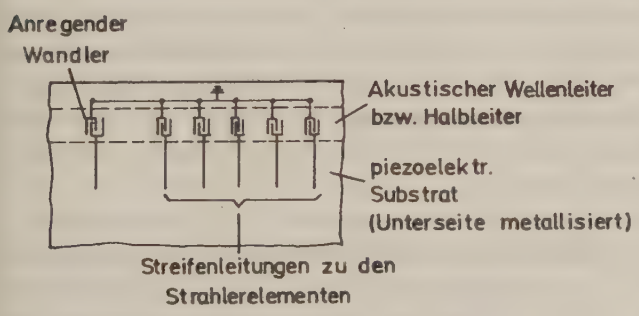


Bild 5.9
Realisierungsvorschlag eines durch elektrostatische Oberflächenwellen gespeisten Arrays

Wellenleiters kann die elektrostatische Welle verstärkt werden, wodurch wie bei magnetostatischen Oberflächenwellen ebenfalls eine aktive planare Oberflächenwellenspeisung des Arrays erreicht wird.

5.7 Vergleich mit magnetostatischen Oberflächenwellen

Elektrostatische und magnetostatische Oberflächenwellen gehören zur Gruppe der langsamen Oberflächenwellen ($v_{ph} \ll c$). Existenzvoraussetzung einer elektrostatischen Oberflächenwelle ist die Ausbreitung einer akustischen Welle auf einem piezoelektrischen Kristall, während magnetostatische Oberflächenwellen auf vormagnetisierten dünnen Ferritfilmen ausbreitungsfähig sind. Das elektromagnetische Feldbild beider Wellenarten ist grundsätzlich dual zueinander (TM- bzw. TE-Welle), doch kann auf Grund der langsamen Ausbreitungsgeschwindigkeit in beiden Fällen jeweils die kleine transversale magnetische bzw. elektrische Feldstärke vernachlässigt werden. Dies bedeutet aus mathematischer Sicht, daß in den Maxwellschen Gleichungen die zeitabhängigen Terme unberücksichtigt bleiben können und die Dispersionsgleichung in quasistatischer Näherung über ein elektrisches bzw. magnetisches Skalarpotential hergeleitet werden kann. Beim Ansatz zur Berechnung der Dispersionsgleichung und bei der Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen kommt aber die unterschiedliche Natur beider Wellen zum Ausdruck. So genügt im Fall magnetostatischer Oberflächenwellen ein Ansatz der Maxwellschen Gleichungen und die Erfüllung magnetostatischer Stetigkeitsbedingungen (Stetigkeit von ψ und B_n), während bei einer elektrostatischen Oberflächenwelle zusätzlich die mechanische Bewegungsgleichung und zur Beschreibung der Verkopplung die Zustandsgleichungen (s. Kap. 5.2) zu berücksichtigen sind und außer den elektrostatischen (Stetigkeit von φ und D_n) auch noch mechanische Stetigkeitsbedingungen (spannungsfreie Oberfläche, d.h. $T_{ij} = 0$) erfüllt werden müssen.

Die mathematische Behandlung der transzendenten Dispersionsgleichungen erfordert den Einsatz numerischer Verfahren, wobei der Fall elektrostatischer Oberflächenwellen wegen der umfangreicheren Stetigkeitsbedingungen - diese sind nur durch Überlagerung von Partialwellen zu erfüllen - aufwendiger ist. Grundsätzliche Unterschiede bestehen hin-

sichtlich Existenzbereich und Dispersionsverhalten. Elektrostatische Oberflächenwellen breiten sich bei beliebigen Frequenzen aus, sie sind nichtdispersiv (einzige Voraussetzung: Kristall einige Wellenlängen dick); die Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt bei allen bekannten Materialien in der Größenordnung $v_s \approx 10^3 \ldots 10^4$ m/s. Demgegenüber wird der Existenzbereich magnetostatischer Oberflächenwellen durch die Vormagnetisierung festgelegt (s. Kap. 2.2.2), sie sind stark dispersiv; abhängig von der Ferritfilmdicke (typisch 1 - 100 µm dick) liegt die Phasengeschwindigkeit etwa zwischen 10^4 und 10^7 m/s.

Bei der Berechnung der von der Oberflächenwelle transportierten Leistung zeigt sich noch einmal die gegensätzliche Wellennatur. Während bei der magnetostatischen Oberflächenwelle die Leistungsdichte P_q über den Poyntingschen Vektor $E \times H^*$ berechnet wird, es sich also um eine elektromagnetische Welle handelt, so ist es bei der elektrostatischen Welle eine Beziehung zwischen mechanischen Größen und für Leistungstransport in Richtung der Koordinatenachse i gilt [1]:

$$P_q = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} [j\omega \, T_{ij} \, u_j^*] \qquad (5.27)$$

Der Beitrag des elektrischen Feldes zur Leistung ist vernachlässigbar klein, da für die piezoelektrische Kopplungskonstante K_p^2 bei allen bekannten Kristallen gilt: $K_p^2 \ll 1$. Demzufolge sind auch die Ursachen für die Leistungsbegrenzung unterschiedlicher Art: in einem Fall führt die Anregung von Spinwellen zu plötzlich einsetzender Sättigung (s. Kap. 2.2.6), im anderen beginnt mit zunehmender Leistung auf Grund nichtlinearer Gitterauslenkungen die Anregung von Harmonischen (s. Kap. 5.5). Grundsätzlich stellt sich dieser Sachverhalt bei elektrostatischen Wellen weniger kritisch dar (etwa einige 10 mW sind bei sinnvollen Abmessungen übertragbar), denn für magnetostatische Oberflächenwellen gilt diese Leistungsgrenze nur für Frequenzen $f > 4{,}5$ GHz, während unterhalb dieser Frequenz die Existenz von $\omega/2$-Spinwellen die maximal übertragbare Leistung auf ca. 0,1 mW beschränkt.

Hinsichtlich der Verwendbarkeit für aktive planare Strahleranordnungen sind elektrostatische und magnetostatische Oberflächenwellen keine Konkurrenten, vielmehr lassen sie sich frequenzmäßig

nebeneinander einordnen mit einer fließenden Grenze bei etwa 1 GHz. Gründe dafür sind Ausbreitungsverluste, Wandlertechnologie und Verstärkungseigenschaften. Einen prinzipiellen Vorteil bieten magnetostatische Oberflächenwellen jedoch durch die einstellbare Phasengeschwindigkeit über das statische äußere Magnetfeld, wodurch ein elektronisches Schwenken der Strahlungskeule eines Arrays ermöglicht werden kann. Verantwortlich für die Ausbreitungsverluste der elektrostatischen Oberflächenwelle sind vor allem die Rauhigkeit der Kristalloberfläche und der Energieaustausch mit thermischen Gitterschwingungen (s. Kap. 5.5). Die mit der Frequenz quadratisch anwachsende Dämpfung erreicht bei dem gegenwärtigen technologischen Entwicklungsstand bei $f = 1$ GHz typische Werte magnetostatischer Oberflächenwellen ($\approx$ 0,5 dB/mm) und ist bei noch höheren Frequenzen für technische Anwendungen zu hoch. Demgegenüber ergibt sich eine sinnvolle obere Frequenzgrenze für den Einsatz magnetostatischer Oberflächenwellen von $f \approx 10$ GHz nicht auf Grund der Ausbreitungsverluste (Ursache: Linienbreite ΔH), sondern durch den zunehmend kleineren Existenzbereich bei gleichzeitig wachsender Vormagnetisierung (s. Kap. 2.2.2). Die untere Frequenzgrenze von einigen 100 MHz und damit die Abgrenzung zu elektrostatischen Wellen resultiert aus der Tatsache, daß der dann nicht mehr gesättigte Ferritfilm ansteigende Ausbreitungsverluste zur Folge hat.

Die gegenwärtige Wandlertechnologie mit fotolithografischen Verfahren läßt die Realisierung von Strukturen bis zu Abmessungen von 1 µm zu (Toleranzproblem). Dies bedeutet für elektrostatische Oberflächenwellen eine Frequenzgrenze von einigen 100 MHz, lediglich mit der sehr teuren und bislang kaum verbreiteten Elektronenstrahllithografie lassen sich 0,1 µm erreichen und die Frequenzgrenze steigt dann ins Mikrowellengebiet. Bei der mit 1 - 4 Zehnerpotenzen schnelleren magnetostatischen Oberflächenwelle bleibt man unterhalb der genannten Technologiegrenzen.

Auch bezüglich der Verstärkungseigenschaften kann man eine Grenze bei etwa 1 GHz ziehen. In beiden Fällen sind geschichtete Anordnungen piezoelektrischer Kristall/Halbleiter bzw. YIG/Halbleiter - falls eine getrennte Materialoptimierung vorgenommen wird - die bessere Lösung. Die hohe auftretende Verlustleistung im Halbleiter steht gegenwärtig bei beiden Verfahren einer Anwendung im Wege und

kann nur durch Halbleiter mit höherer Beweglichkeit bewältigt werden (s. Kap. 4.4). Die elektrostatische Oberflächenwelle hat zwar grundsätzlich den Vorteil der kleineren Ausbreitungsgeschwindigkeit, doch die bei höheren Frequenzen auftretenden Diffusionsströme lassen auch zukünftig keinen Einsatz wesentlich über 1 GHz erwarten. Der magnetostatische Verstärker kennt dieses Problem nicht und hat daher bei einer Weiterentwicklung der Halbleitereigenschaften die besseren Einsatzmöglichkeiten im Mikrowellengebiet.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden oberflächenwellengespeiste planare, aktive Strahleranordnungen theoretisch und experimentell untersucht. Motivation war die Entwicklung einer platzsparenden, leistungsfähigen und kostengünstigen Alternative gegenüber dem heutigen Stand der Technik, wo derartige Strahleranordnungen noch mit diskreten Bauelementen wie PIN-Dioden und Mikrowellentransistoren aufgebaut werden müssen. Für die Speisung der Strahlerelemente wurden erstmals magnetostatische bzw. elektrostatische Oberflächenwellen (TE- bzw. TM-Wellen) eingesetzt, da deren langsame Ausbreitungsgeschwindigkeit ($v_{ph} \approx 10^3 - 10^7$ m/s) einige wesentliche Vorzüge bietet: Hoher Miniaturisierungsgrad, einfache Anregung bzw. Detektierbarkeit, verlust- und reflexionsarme Wellenführung auf planaren Strukturen sowie aktive Wechselwirkung mit Halbleitern.

Es zeigte sich, daß das neuartige Konzept der Oberflächenwellenspeisung durch Verwendung ausschließlich planarer Schichtbauelemente technologische Vorzüge bietet (z.B. Realisierung von Leitungen, Wandlern und Strahlerelementen in einem Arbeitsgang mit Hilfe fotolithografischer Verfahren). Darüberhinaus gestattet die Wechselwirkung der speisenden Oberflächenwelle mit einer Halbleiterschicht nicht nur die Kompensation von Wandler- und Ausbreitungsverlusten, sondern auch durch Verstärkung direkt in der Speisezone die elektronische Einstellung einer vorgegebenen Amplitudenbelegung (etwa als Ergebnis einer Diagrammoptimierung). Die über ein äußeres statisches Magnetfeld einstellbare Phasengeschwindigkeit der magnetostatischen Oberflächenwelle konnte vorteilhaft zur Einstellung der Phasenbelegung und damit zum elektronischen Schwenken der Antennenkeule eingesetzt werden. Diese Tatsache und einige andere Vorteile (z.B. einfachere Technologie hinsichtlich Toleranzeinhaltung, geringere Ausbreitungsverluste und höhere Verstärkung im Mikrowellengebiet) führten dazu, daß der Schwerpunkt der Untersuchungen bei den magnetostatischen Oberflächenwellen lag.

Die auf dünnen vormagnetisierten Ferritfilmen ($s \approx 1$ ... 100 µm) ausbreitungsfähigen magnetostatischen Oberflächenwellen wurden in quasistatischer Näherung behandelt. Die Auswertung der transzendenten Dispersionsgleichung zeigte, daß die Phasengeschwindigkeit v_{ph} umgekehrt proportional zur Filmdicke s ist und durch die Vormagnetisierung variiert werden kann ($v_{ph} \approx 10^4$ ... 10^7 m/s). Der Vergleich von Theorie und Experiment (Transmissionsmessungen im Frequenzbereich f = 2 ... 10 GHz) bei der Untersuchung des Existenzbe-

reiches und der Sättigungserscheinungen durch Anregung von Spinwellen zeigte gute Übereinstimmung. Die Ermittlung der Linienbreite ΔH der als magnetostatische Wellenleiter verwendeten YIG-Filme erfolgte durch Messung der Ausbreitungsdämpfung mit einer verschiebbaren Sonde (typisch $\alpha = 0{,}5$ dB/mm bei $\Delta H = 1$ Oe und $s = 20$ µm).

Als Strahlerelemente wurden außer Schlitzstrahlern (z.B. $\lambda/2$-Schlitzresonator, Schlitzleitungshorn) vor allem planare $\lambda/2$-Resonatoren auf Al_2O_3-Substrat untersucht, da die Substrat-Metallisierung eine Störung der Strahlungszone durch den zur Vormagnetisierung des YIG-Films notwendigen Magnet verhindert. Wichtige Antennenparameter wie Strahlungscharakteristik, Eingangsimpedanz (typisch einige kΩ) und Bandbreite (typisch < 1 %) wurden berechnet und in guter Übereinstimmung experimentell bestätigt. Die hohe Eingangsimpedanz dieser $\lambda/2$-Resonatoren erfordert Anpassungsschaltungen, die durch Koppelschlitze oder $\lambda/4$-Leitungstransformatoren realisiert wurden.

Die Einspeisung in die Strahlerelemente erfolgte indirekt mittels Streifenleitungen, da die zur Verfügung stehenden kleinen YIG-Filme ($l \leq 20$ mm) keine direkte Einspeisung in ein Array mit sinnvollen Abmessungen zuließen.

Zur Beschreibung der Verkopplung zwischen Streifenleitung und magnetostatischer Oberflächenwelle wurde ein äquivalenter Ersatzwiderstand hergeleitet und ein S-Parameter Ersatzschaltbild eingeführt. Es zeigte sich, daß eine derartige Koppelstelle nichtreziprok ist (Entkopplung typisch 15 dB) und ihre geometrische Gestaltung einen weiten Variationsbereich des Koppelfaktors (etwa bis 20 dB) zur Realisierung der Amplitudenbelegung eines Arrays zuläßt. Die Kettenschaltung der angegebenen S-Matrizen erlaubt schließlich in übersichtlicher Weise die mathematische Beschreibung der Einspeisung in ein Array.

Eine Gewinnoptimierung sowie eine Optimierung bezüglich der 3 wichtigen Antennenparameter Gewinn, Halbwertsbreite und Nebenzipfelabstand wurde durch Lösung eines linearisierten Gleichungssystems durchgeführt. Ebenso eine eingehende Untersuchung des Einflusses von Belegungsfehlern auf das Strahlungsdiagramm, wobei systematische (z.B. Temperaturdriften) als auch statistische Fehler (z.B. Herstellungstoleranzen) berücksichtigt wurden. Simula-

tionsrechnungen ergaben, daß der Nebenzipfelabstand nicht nur bei der Diagrammoptimierung der kritischste Parameter ist, sondern auch hinsichtlich Belegungsfehlern am empfindlichsten reagiert (so führt z.B. ein statistischer Fehler von 30 % in der Strombelegung zu einer Verringerung des Nebenzipfelabstandes um etwa 10 %, während sich Gewinn und Halbwertsbreite nur um ca. 3 % verändern).

Jeweils ein Array für das S-Band (n = 5 Einzelstrahler, Abstand jeweils $\lambda_o/10$, homogene Belegung) und das C-Band (n= 4, $\lambda_o/4$, sinusförmig) wurden realisiert und die Strahlungsdiagramme gemessen. Die Vormagnetisierung des YIG-Films (s = 20 bzw. 100 µm) erfolgte durch einen Dauermagneten (B_o = 382 bzw. 1090 G), eine Zusatzwicklung zur Feldänderung ($\Delta B_o = \pm 14$ G bzw. $\Delta I_o = \pm 100$ mA) gestattete das kontinuierliche Schwenken der Antennenkeule bis ±35° bzw. ±45°, wobei der Zusammenhang zwischen Hauptstrahlungsrichtung und Vormagnetisierung - wie theoretisch abgeleitet - linear ist. Die Anordnung des YIG-Films im an sich inhomogenen Streufeld des Dauermagneten zur Vermeidung von Störungen in der Strahlungszone zeigte keine nachteilige Rückwirkungen auf das Ausbreitungsverhalten der magnetostatischen Oberflächenwelle.

Unerwünschte Interferenzerscheinungen durch die endliche Länge des YIG-Films (Amplitudeneinbrüche im Transmissionsverhalten teilweise über 20 dB) wurden durch neuartige breitbandige Halbleiter-Absorber, die jeweils an den Filmenden angeordnet wurden, vollständig unterdrückt.

Die Verstärkungsmöglichkeit einer magnetostatischen Oberflächenwelle wurde hinsichtlich der Verwendung als integriertes Verstärkungselement innerhalb eines Arrays für eine geschichtete Filmstruktur YIG-Halbleiter untersucht. Der Verstärkungsmechanismus wurde durch eine Kleinsignalnäherung beschrieben; die Lösung der Dispersionsgleichung erfolgte numerisch durch ein modifiziertes Gradientenverfahren als Suchalgorithmus zur Bestimmung der komplexen Wellenzahl k. Es zeigte sich, daß Verstärkung einsetzt, wenn die Driftgeschwindigkeit v_o der Elektronen größer wird als die Phasengeschwindigkeit v_{ph} der Oberflächenwelle. Durch die Proportionalität zwischen Verstärkung und Leitfähigkeit σ sowie dem Quadrat der Elektronenbeweglichkeit μ_e (für $v_o \gg v_{ph}$) ist insbesondere eine hohe Beweglichkeit eine unabdingbare Voraussetzung

bei der Realisierung eines magnetostatischen Verstärkers (daher z.Z. nur GaAs oder InSb geeignet). Weitere wichtige Parameter sind: kleine Linienbreite ΔH ($\leq$ 0,3 Oe), dünner YIG-Film (s einige µm), geringer Abstand zwischen den Filmen ($t \to 0$), Halbleiterfilmdicke $h \approx 0{,}2\ \lambda$ (Kompromiß zwischen maximaler Verstärkung und Verlustleistung). Bei Beachtung dieser Richtlinien können Verstärkungen von einigen dB/mm zumindest theoretisch erreicht werden; Tiefkühlung (z.B. 77 K, Siedetemperatur Stickstoff) erhöht die Verstärkung bei geschickter Dimensionierung durch die zunehmende Elektronenbeweglichkeit um etwa den Faktor 10 gegenüber Raumtemperatur.

Eine Verstärkung konnte experimentell bei Raumtemperatur an einer YIG-GaAs Schicht ($s = 6{,}3$ µm, $h = 5$ bzw. 30 µm, $\sigma = 8{,}8$ bzw. 27 1/Ωcm) bei $f = 2{,}8$ GHz nachgewiesen werden. Die hohe thermische Belastung im Halbleiterfilm durch die driftenden Elektronen machte jedoch Pulsbetrieb notwendig (Pulsdauer $\leq$ 1,5 µs, Pulsfolgefrequenz $\leq$ 1 kHz). Der gemessene Höchstwert der elektronischen Verstärkung von ca. 2 dB/mm wurde bei einer Driftfeldstärke von $E_o = 1600$ V/cm erzielt; dies reichte jedoch nicht ganz, die zusätzlich hervorgerufenen Halbleiterverluste zu kompensieren. Eine Erhöhung von E_o bis zum Grenzwert von 3000 V/cm führte durch die thermisch bedingte Abnahme der Beweglichkeit wiederum zu kleineren Verstärkungen; Abhilfe ist hier nur durch Tiefkühlung oder die Entwicklung von Halbleitern mit höherer Beweglichkeit zu erwarten.

Die ausschließlich theoretische Untersuchung der für Abstrahlung relevanten Ausbreitungs- und Verstärkungseigenschaften elektrostatischer Oberflächenwellen ergab, daß mit diesen Wellen grundsätzlich ebenfalls oberflächenwellengespeiste, aktive Strahleranordnungen in planarer Substrattechnik realisiert werden können. Die auf piezoelektrischen Kristallen ausbreitungsfähigen elektrostatischen Oberflächenwellen wurden ebenso in quasistatischer Näherung behandelt. Als Verfahren zur Lösung des verkoppelten Differentialgleichungssystems wurde die Superposition von Partialwellen angewandt, die Ausbreitungsgeschwindigkeit wurde beispielhaft für $LiNbO_3$ (große piezoelektrische Kopplungskonstante) auf numerischem Weg mit dem bereits erwähnten modifizierten Gradientenverfahren bestimmt ($v_s = 3487{,}77206$ m/s). Die Berechnung der Verstärkung mit einer Kleinsignalnäherung wurde für den Fall eines piezoelektri-

schen Halbleiters vorgenommen. Die Ergebnisse zeigten, daß auftretende Diffusionsströme bereits ab 1 GHz die Verstärkung deutlich reduzieren bei gleichzeitig notwendigen wesentlich höheren Elektronendriftgeschwindigkeiten, so daß $f = 1$ GHz eine obere Anwendungsgrenze darstellt. Da ab diesem Wert auch die Ausbreitungsdämpfung stark ansteigt und die Wandlertechnologie ihre Toleranzgrenzen erreicht, ist die Anwendung elektrostatischer Wellen derzeit auf Frequenzen $f < 1$ GHz beschränkt. Demgegenüber ergibt sich eine sinnvolle obere Frequenzgrenze für den Einsatz magnetostatischer Oberflächenwellen von $f \approx 10$ GHz durch den zunehmend kleiner werdenden Existenzbereich ($\approx$ 300 MHz bei $f = 10$ GHz) bei gleichzeitig wachsender Vormagnetisierung ($\approx$ 3 kG bei $f = 10$ GHz).

7. Literaturverzeichnis

[1] Oliner, A.A., Acoustic Surface Waves. Springer, Berlin, (1978).

[2] Swierkowski, S. et al, Amplification of Acoustic Surface Waves in Piezoelectric Semiconductors. IEEE Trans. SU 20 (1973), 260-267.

[3] Gulyaev, Y.V., et al, S.A.W. Monolithic Acoustoelectric Oscillator. Electronic Letters 16 (1980), 114-115.

[4] Damon, R.W., Eshbach, J.R., Magnetostatic Modes of a Ferromagnet Slab. J. Phys. Chem. Solids 19 (1961), 308-320.

[5] Owens, J.M., Smith Jr., C.V., Beyond SAW Filters: Magnetostatics Show Promise. Microwave Systems News 9 (1979), Nr. 6, 44-48.

[6] Sasaki, H., Mikoshiba, N., Directional Coupling of Magnetostatic Surface Waves in Layered Magnetic Thin Films. Electronic Lett. 15 (1979), 172-174.

[7] Sethares, J.C., Weinberg, I.J., Apodization of Variable Coupling MSSW Transducers, J. Appl. Phys. 50 (1979), 2458-2460.

[8] Special Issue on Surface Acoustic Waves. Proc. IEEE 64 (1976), 579-808.

[9] Yamada, S., et al, Amplification Experiments of Magnetostatic Surface Wave in Ferromagnet-Semiconductor Composite System. Trans. IEEE of Japan E 62 (1979), 158.

[10] Ganguly, A.K., Webb, D.C., Microstrip Excitation of Magnetostatic Surface Waves: Theory and Experiment. IEEE Trans. MTT 23 (1975), 998-1006.

[11] Bini, M., et al, Interaction of Magnetic Waves with Drifting Charges. IEEE Trans. MAG 14 (1978), 811-816.

[12] Ward, J.A., The Down-Hill Method of Solving f(z) = 0. J. Assoc. Comp. Mach. 4 (1957), 148-150.

[13] Schneider, B., Schmitt H.J., Interaction of Spin Waves with Electrons. Nachrichtentechn. Fachberichte Bd. 35 (1968),633-636.

[14] Steele, M.C., Vural, B., Wave Interactions in Solid State Plasmas. McGraw-Hill, New York, (1969), Kap. 10.

[15] Szustakowski, M., Wecki, B., Amplification of Magnetostatic Surface Waves in the YIG-Ge Hybrid System. Proc. Vibr. Problems 14 (1973), 155-163.

[16] Kawasaki, K., et al, The Interaction of Surface Magnetostatic Waves with Drifting Carriers in Semiconductors. IEEE Tans. MTT 22 (1974), 918-924.

[17] White, J.F., Diode Phase Shifters for Array Antennas. IEEE Trans. MTT 22 (1974), 658-674.

[18] Breed, D.J., et al, Granatschichten für schnelle Magnetblasen. Philips Techn. Rundschau 38, Nr. 7/8,(1979),215-229.

[19] Pistorius, J.A., Robertson, J.M., Stacy, W.T., Die Herstellung von Eisen-Granatschichten für Bubblespeicher. Philips Techn. Rundschau 35 (1975/76), 1-11.

[20] Vaslow, D.F., Group Delay Time for the Surface Wave on a YIG-Film Backed by a Grounded Dielectric Slab. Proc. IEEE 61 (1973), 142-143.

[21] Pfleger, H., Magnetodynamische und magnetostatische Oberflächenwellen in einer Ferrit-Schichtstruktur. AEÜ 27 (1973), 357-358.

[22] Gerson, T.J., Nadan, J.S., Surface Electromagnetic Modes of a Ferrite Slab. IEEE Trans. MTT 22 (1974), 757-763.

[23] Auge, M., Bestimmung der magnetostatischen Eigenresonanzen dünner Ferritschichten bei statischem Gleichfeld parallel und senkrecht zur Schicht. Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, (1978).

[24] Bongianni, W.L., Magnetostatic Propagation in a Dielectric Layered Structure. J. Appl. Phys. 43 (1972), 2541-2548.

[25] Adam, J.D., Bennet, G.A., Identification of Surface Wave Resonances on a Metal-Backed YIG-Slab. Electronic Letters 6 (1970), 789-791.

[26] von Aulock, W.H., Handbook of Microwave Ferrite Materials. Academic Press, New York, (1965).

[27] Lax, B., Button, K.J., Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. McGraw-Hill, New York, (1962).

[28] Thourel, L., The Use of Ferrites at Microwave Frequencies. Pergamon Press, Oxford, (1964).

[29] Schilz, W., Spin-Wave Propagation in Epitaxial YIG-Films. Philips Res. Repts. 28 (1973), 50-65.

[30] Tolksdorf, W., Welz, F., Kristallisation von Yttrium-Eisen-Granat aus schmelzflüssiger Lösung. Philips - Unsere Forschung in Deutschland Bd. 2 (1972), 143-145.

[31] Hansen, P., Winkler, G., Die Änderungen der magnetischen Materialeigenschaften von polykristallinem Yttrium-Eisen-Granat durch den Einbau nichtmagnetischer Ionen. Philips - Unsere Forschung in Deutschland Bd. 2 (1972), 140-142.

[32] Tolksdorf, W., Growth and Properties of Garnet Films for Storage Application. IEEE Trans. MAG 11 (1975), 1074-1078.

[33] Chang, N.S., Matsuo, Y., Ferromagnetic Loss Effect on Magnetostatic Surface Wave Amplification by YIG-Semiconductor Coupled System. IEEE Trans. MAG 13 (1977), 1308-1310.

[34] Faber, W., Untersuchung der Eigenschwingungen in dünnen einkristallinen Schichten magnetisierter Ferrite im Mikrowellenbereich. Dissertation am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, (1979).

[35] Adam, J.D., A Broadband Signal to Noise Enhancer. IEEE Trans. MAG 16 (1980), 1168-1170.

[36] Entschladen, H., Nagel, U., Mikrowellen-Streifenleitungstechnik - ein Leitungssystem für integrierte Mikrowellenschaltungen. Elektronik-Anzeiger (1977), Sonderdruck, Kap. 2.

[37] Wiesbeck, W., Berechnung und Messung der Stromverteilung auf ungeschirmten Streifenleitungen. NTZ 25 (1972), 1-6.

[38] Wu, Y.S., Rosenbaum,F.J., Microwave Propagation in Magnetized Ferrite-Dielectric Composite Transmission Lines. J. Appl. Phys. 45 (1974), 2512-2520.

[39] O'Keeffe, T.W., Patterson, R.W., Magnetostatic Surface - Wave Propagation in Finite Samples. J. Appl. Phys. 49 (1978), 4886-4895.

[40] Collin, R.E., Grundlagen der Mikrowellentechnik. VEB Verlag Technik, Berlin, (1973), Kap. 4.

[41] Bahl, I.J., Build Microstrip Antennas With Paper-Thin Dimensions. Microwaves (1979), Oktober, 50-63.

[42] Hammerstad, E.O., Equations For Microstrip Circuit Design. 5. Eur. Mikrowellenkonferenz, (1975), 268-272.

[43] Galejs, J., Antennas in Inhomogeneous Media. Pergamon, London (1969), Kap. 1.

[44] Derneryd, A.G., Microstrip Array Antenna. 6. Eur. Mikrowellenkonferenz, (1976), 339-343.

[45] Benedek, P., Silvester, P., Equivalent Capacitances for Microstrip Gaps and Steps. IEEE Trans. MTT 20 (1972), 729-733.

[46] Zinke, O., Brunswig, H., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Springer, Berlin (1965), Kap. 1.

[47] Munson, R.E., Conformal Microstrip Antennas and Microstrip Phased Arrays. IEEE Trans. AP 22 (1974), 74-78.

[48] Zimmermanns, B., Aufbau einer Strahlergruppe in Mikrostreifenleitertechnik mit Synthese des Strahlungsdiagramms. Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, (1980).

[49] Hall, P.S., Wood, C., Garrett, C., Wide Bandwidth Microstrip Antennas for Circuit Integration. Electronic Letters 15 (1979), 458-460.

[50] Hall, P.S., New Wideband Microstrip Antenna Using Log-Periodic Technique. Electronic Letters 16 (1980), 127-128.

[51] Meinke, H., Gundlach, F.W., Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Springer, Berlin, (1962), Kap. H9.

[52] Cheng, D.K., Optimization Techniques for Antenna Arrays. Proc. IEEE 59(1971), 1664-1674.

[53] Deschamps, G.A., Cabayan, H.S., Antenna Synthesis and Solution of Inverse Problems by Regularization Methods. IEEE Trans. AP 20 (1972), 268-274

[54] Shifrin, Y.A., Statistical Antenna Theory. Golem, Boulder, (1971).

[55] Siedhoff, N., Synthese des Strahlungsdiagramms einer Antenne zwecks Optimierung für Nachrichtenverbindungen über Satelliten. Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, (1978).

[56] Derneryd, A.G., A Theoretical Investigation of the Rectangular Microstrip Antenna Element. IEEE Trans. AP 26(1978), 532-535.

[57] Krowne, C.M., E-Plane Coupling Between Two Rectangular Microstrip Antennas. Electronic Letters 16 (1980), 635-636.

[58] Jedlicka, R.P., Poe, M.T., Carver, K.R., Measured Mutual Coupling Between Microstrip Antennas. IEEE Trans. AP 29 (1981), 147-149.

[59] Stern, G.J., Elliot, R.S., The Design of Microstrip Dipol Arrays Including Mutual Coupling. IEEE Trans. AP 29 (1981), 757-765.

[60] Alexopoulos, N.G., Rana, I.E., Mutual Impedance Computation Between Printed Dipols. IEEE Trans. AP 29 (1981), 106-111.

[61] Hansen, V., Private Mitteilung, (1982).

[62] Walter, C.H., Travelling Wave Antennas. Dover, New York, (1965).

[63] Kraus, J.D., Antennas. McGraw-Hill, New York, (1950), Kap. 10.

[64] Collier, M., Microstrip Antenna Array for 12 GHz TV. Microwave J. 20 (1977), 67-71.

[65] Lux, H., Untersuchungen der Eigenschaften von Schlitzstrahlern in Streifenleitertechnik und Aufbau einer Strahlergruppe. Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, (1981).

[66] Garg, R., Gupta, K.C., Expressions for Wavelength and Impedance of a Slotline . IEEE Trans. MTT 24 (1976), 532.

[67] Prasad, S.N., Mahapatra, S., A Novel MIC Slot-Line Antenna. 9. Eur. Mikrowellenkonferenz (1979), 120-124.

[68] Wiesbeck, W., Dipol- und YAGI-Antennen für die Mikrowellenstreifenleitungstechnik. Mikrowellen J. 3 (1975), 171-175.

[69] Jury, R., Planare Dipolantennen. Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, (1982).

[70] Menzel, W., A New Travelling-Wave Antenna in Microstrip. AEÜ 33 (1979), 137-140.

[71] Biermann, W.D., et al, Verkopplungsprobleme und Entkopplungsmethoden in speziellen Dipolgruppen. NTG-Fachberichte Bd. 78 (1982), 41-45.

[72] Faber, W., Terminations for Magnetostatic Waves. Electronic Letters 16(1980), 452-453.

[73] Collins, J.H., et al, Magnetostatic Wave Terminations. J. Appl. Phys. 49 (1978), 1800-1802.

[74] Schlömann, E., Amplification of Magnetostatic Surface Waves by Interaction with Drifting Charge Carriers in Crossed Electric and Magnetic Fields. J. Appl. Phys. 40 (1969), 1422-1424.

[75] Bini, M., et al, Energetic Derivation of the Amplification of Magnetic Waves Interacting with a Flow of Charges in a Semiconductor. J. Appl. Phys. 47 (1976), 3209-3218.

[76] Vural, B., Interaction of Spin Waves with Drifted Carriers in Solids. J. Appl. Phys. 37 (1966), 1030-1031.

[77] White, D.L., Amplification of Ultrasonic Waves in Piezoelectric Semiconductors. J. Appl. Phys. 33 (1962), 2547-2554.

[78] Heavens, O.S., Thin Film Physics. Methuen u. Co LTD, London, (1970), Kap. 8.

[79] Sykes, C.G., et al, Magnetostatic Wave Propagation in a Periodic Structure. Appl. Phys. Lett. 29 (1976), 388-391.

[80] Parekh, J.P., Tuan, H.S., Reflection of Magnetostatic Surface Wave at a Shallow Groove on a YIG-Film. Appl. Phys. Lett. 31 (1977) 709-712.

[81] Möschwitzer, A., Lunze, K., Halbleiterelektronik, VEB Verlag Technik, Berlin, (1979), Kap. 1.

[82] Ruch, J.G., Fawcett, W., Temperature Dependence of the Transport Properties of GaAs Determined by the Monte-Carlo Method. J. Appl. Phys. 41 (1970), 3843-3849.

[83] Glicksman, M., Hicinbothem Jr., W.A., Hot Electrons in InSb. Phys. Rev. 129(1963), 1572-1577.

[84] McGroddy , J.C., et al, The Gunn Effect and Conduction Band Structure in $Ga_xIn_{1-x}Sb$ Alloys. Sol. State Comm. 7 (1969), 901-903.

[85] Harth, W., Halbleitertechnologie. Teubner, Stuttgart, (1972), Anhang.

[86] Harth, W., Halbleitertechnologie. Teubner, Stuttgart, (1972), Kap. 7.

[87] Bosch, B.G., Engelmann, R.W.H., Gunn-Effect Electronics. Pitman, London, (1975), Kap. 6.

[88] Tsang, W.T., In Situ Ohmic-Contact Formation to n- and p-GaAs by Molecular Beam Epitaxie. Appl. Phys. Lett. 33 (1978), 1022-1025.

[89] Rein, H.M., Erzeugung variabler Rechteckimpulse mit Lawinentransistoren. AEÜ 29 (1975), 389-399.

[90] Hower, P.L., Reddi, V.G.K., Avalanche Injektion and Second Breakdown in Transistors. IEEE Trans. ED 17 (1970), 320-335.

[91] Pucel, R.A., Design Considerations for Monolithic Microwave Circuits. IEEE Trans. MTT 29 (1981), 513-534.

[92] Auld, B.A., Acoustic Fields and Waves in Solids. Wiley, New York, (1973).

[93] Slobodnik, Jr., A.J., Surface Acoustic Waves and SAW Materials. Proc. IEEE 64 (1976), 581-595.

[94] Eberharter, G., Feuerbaum, H.P., Scanning-Electron-Microscope Observations of Propagating Acoustic Waves in Surface Acoustic Wave Devices. Appl. Phys. Lett. 37 (1980), 698-699.

[95] Slobodnik, Jr., A.J., Szabo, T.L., Minimal Diffraction Cuts for Acoustic Surface Wave Propagation on $Bi_{12}GeO_{20}$. J. Appl. Phys. 44 (1973), 2937.

[96] Hartemann, P., Acoustic Surface Wave Velocity Decrease Produced by Ion Implantation in Lithium Niobate. Appl. Phys. Lett. 27 (1975), 263-265.

[97] Gerard, H.M., et al, Phase Corrections for Weighted Acoustic-Surface Wave Dispersive Filter. IEEE Trans. MTT 20 (1972), 188-192.

Die vorliegenden Untersuchungen entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum. Einige Ergebnisse von Studien- oder Diplomarbeiten der Herren B. Zimmermanns, H. Lux und R. Jury, bei deren Betreuung ich mitwirkte, sind in der vorliegenden Arbeit verwendet worden.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Edenhofer für die Anregung, Förderung und das stete Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Dem Philips Forschungslaboratorium Hamburg und dem Siemens Zentrallaboratorium München danke ich für die Herstellung und Bearbeitung der Ferrit- bzw. Halbleiterfilme. Mein Dank gilt weiterhin dem Institut für Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie der Universität Duisburg und dem Institut für Halbleitertechnik der RWTH Aachen für technologische Unterstützung. Dem Zentralverband der Elektrotechnischen Industrie e.V. (ZVEI) danke ich schließlich für die finanzielle Unterstützung bei der Beschaffung eines Breitbandverstärkers.

Lebenslauf

Personalien	Name Jürgen Krug Geburtsdatum 11.10.1946 Geburtsort Kassel	
Schulbildung	Volksschule Kassel Realschule Kassel	1953 - 1957 1957 - 1963
Berufstätigkeit	Lehre als Elektromechaniker bei der Firma Withof-Philips in Kassel	1963 - 1966
Studium	Elektrotechnik / Staatl. Ingenieurschule Kassel, Abschluß als Ing.grad.	1966 - 1969
Wehrdienst	Bundesgrenzschutz, Offizierschule Lübeck	1969 - 1971
Studium	Elektrotechnik / TU Berlin Hauptdiplom	1971 - 1975 18.6.1975
Berufstätigkeit	Entwicklungsingenieur im Fachbereich Hochfrequenztechnik bei der Firma AEG Telefunken in Ulm	1975 - 1978
	Wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum	seit dem 1.4.1978